ORSAY
N° d'ordre : 2647

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT
Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Gérard BARDIN

MESURE DU TAUX DE TRANSITION ORTHO-PARA DE LA MOLECULE $p\mu p$. INTERPRETATION DES MESURES DU TAUX DE CAPTURE DE μ^- SUR LE PROTON ET DEDUCTION DE LA CONSTANTE DE COUPLAGE PSEUDOSCALAIRE F_p^μ.

Soutenue le 28 octobre 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	R. VINH MAU	Président
	J. DUCLOS	
	M. GIFFON	
	G. FIORENTINI	Examinateurs
	A. MAGNON	
	H. SERGOLLE	
	E. ZAVATTINI	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR D'ETAT

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

par

Gérard BARDIN

MESURE DU TAUX DE TRANSITION ORTHO-PARA DE LA MOLECULE pμp. INTERPRETATION DES MESURES DU TAUX DE CAPTURE DE μ^- SUR LE PROTON ET DEDUCTION DE LA CONSTANTE DE COUPLAGE PSEUDOSCALAIRE F_p^μ.

Soutenue le 28 octobre 1982, devant la Commission d'Examen

MM.	R. VINH MAU	Président
	J. DUCLOS	
	M. GIFFON	
	G. FIORENTINI	Examinateurs
	A. MAGNON	
	H. SERGOLLE	
	E. ZAVATTINI	

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41543515_0029

ABSTRACT

This thesis presents the first measurement of the transition rate λ_{op} between the ortho and para states of the pμp molecule. This rate is deduced from the time distribution of the 5.2 MeV neutrons due to the capture $\mu p \rightarrow n\nu_{\mu}$. The experiment needs mainly : 1) a liquid hydrogen target of very high purity (level of impurities $< 10^{-9}$). 2) a high neutron-gamma rejection power (10^{-5}), achieved by shape analysis of the pulse from the neutron detectors in order to eliminate the bremsstrahlung photons of decay electrons $\mu \rightarrow e\nu\nu$. 3) background neutron substraction, identified either by their energy or time dependence or by specific measurements. From the time distribution of the capture neutrons, one obtains a transition rate $\lambda_{op}=4.6\ (1.4)\ 10^{4}\ s^{-1}$, compatible with a recent theoretical calculation done by a Dubna group. This value allows to correct the capture rate in liquid hydrogen to take into account the effect transition, neglected up to now. Combining with the measurements in gaseous hydrogen and assuming the standard hypothesis (V-A, CVC, universality μ-e, no second class currents), one deduces the pseudoscalar coupling constant : $g_p^{\mu}=-8.7\ (1.9)$, which agrees with the PCAC prediction.

Monsieur R. VINH MAU a accepté de présider le jury de cette thèse, ce dont je le remercie très sincèrement.

Monsieur J. DUCLOS est à l'origine du programme expérimental dont cette expérience fait partie. La qualité de ce programme et son originalité expérimentale doivent beaucoup à sa compétence. Je lui suis reconnaissant pour la formation que j'ai pu acquérir à son contact dans une ambiance que sa gentillesse et sa totale disponibilité ont toujours su entretenir.

Je ne peux lui dissocier Monsieur A. MAGNON dont le dynamisme et la compétence ont été primordiaux dans l'achèvement de cette expérience. J'espère avoir tiré le meilleur profit des nombreux conseils qu'il m'a prodigués depuis mon arrivée dans le groupe.

Cette expérience m'a donné la chance de connaître Monsieur E. ZAVATTINI dont j'ai pu apprécier l'enthousiasme et la parfaite connaissance dans le domaine. Je lui suis très reconnaissant de sa présence dans le jury et de ses remarques pertinentes concernant les perspectives ouvertes par les résultats présentés dans cette thèse.

Monsieur M. GIFFON a accepté la tâche de Rapporteur. Je tiens à lui exprimer mes plus vifs remerciements pour cette charge et pour ses remarques qui ont beaucoup contribué à la clarification de cette présentation.

Je sais gré, pour sa participation au jury à Monsieur G. FIORENTINI dont les travaux dans ce domaine particulier m'ont été d'une aide précieuse.

Je remercie Monsieur H. SERGOLLE d'avoir accepté d'être membre du jury. Qu'il sache que j'ai été très sensible à sa parfaite compréhension.

Ce travail est l'oeuvre de toute une équipe dont Monsieur J. MARTINO est l'un des piliers. Les nombreuses heures de travail commun ont été pour moi d'un grand apport et je tiens à lui exprimer ainsi qu'à tous les membres du groupe, toute mon amitié.

La collaboration avec nos amis italiens Messieurs A. BERTIN, A. VITALE, M. PICCININI et M. CAPONI a été très précieuse, notamment par les contacts qu'ils ont su nouer avec le groupe théorique de Dubna.

Je remercie Messieurs D. MEASDAY et A. RICHTER pour avoir participé, au cours de leur année sabbatique à Saclay, à cette expérience.

Celle-ci s'est effectuée au DPhN/HE de Saclay où j'ai été accueilli par Messieurs C. TZARA, P. CATILLON et C. SCHUHL. Qu'ils soient remerciés pour avoir permis de réaliser dans d'excellentes conditions ce programme expérimental.

L'habileté et l'esprit d'initiative de Monsieur A. MOUGEOT ont toujours permis de résoudre les multiples problèmes techniques que nous avons rencontrés. Sa grande disponibilité nous a également été d'un grand secours lors des prises de données. Nous avons été constamment soutenu au niveau de l'utilisation des calculateurs par Messieurs A. GOINGUENET et J.P. GENIN. La réalisation délicate de la cible d'hydrogène s'est faite avec l'aide de Messieurs P. LECONTE et M. MAURIER. Messieurs A. GODIN, M. ADAM, B. COADOU et D. ROUX ont permis de l'utiliser dans des conditions parfaites. Enfin, nous avons toujours trouvé, grâce à la disponibilité et la compétence de Monsieur L. CAMBOURNAC, une réponse immédiate aux problèmes électrotechniques. Je les remercie très sincèrement de leur remarquable compréhension devant nos exigences.

De même je tiens à saluer l'ensemble du Service de l'Accélérateur Linéaire pour la qualité des faisceaux dont nous avons disposé et spécialement Monsieur F. NETTER pour l'intérêt et le soutien qu'il a constamment manifestés à l'égard de cette expérience.

Enfin, il me reste à remercier chaleureusement Mme D. BONGUET pour la frappe de cette thèse et Monsieur D. BOUZIAT pour la réalisation des figures.

TABLE DES MATIÈRES

		Pages
INTRODUCTION		1
Première Partie	- TAUX DE CAPTURE DE μ^- DANS L'HYDROGÈNE : RÉSULTATS ET INTERPRÉTATION	
Chapitre I	- Taux de capture	7
Chapitre II	- Processus atomiques et moléculaires	15
Chapitre III	- Mesures du taux de capture dans l'hydrogène liquide : effet de la transition ORTHO-PARA	29
Chapitre IV	- Transition ORTHO-PARA. Principe de mesure et résultats antérieurs	43
Deuxième Partie	- APPAREILLAGE	
Chapitre V	- Dispositif expérimental	51
Chapitre VI	- Electronique et acquisition	61
Troisième Partie	- ANALYSE	
Chapitre VII	- Principe du traitement des données	75
Chapitre VIII	- Mesures de contrôle	83
Chapitre IX	- Discrimination neutron-gamma	93
Chapitre X	- Bruit de fond neutron	103
Quatrième Partie	- RÉSULTATS	
Chapitre XI	- Taux de transition ORTHO-PARA	121
Chapitre XII	- Constante de couplage pseudoscalaire	135
CONCLUSION		141
ANNEXES		145
RÉFERENCES		157

INTRODUCTION

I. INTERPRETATION DES MESURES DU TAUX DE CAPTURE μ SUR LE PROTON

L'étude du processus de capture μ par un proton selon :

$$\mu^- + p \rightarrow n + \nu_\mu \qquad (1)$$

constitue un apport précieux pour la connaissance des interactions faibles à basse énergie. Celles-ci sont décrites à partir d'un hamiltonien de type courant-courant :

$$H_F \propto (C^\alpha C_\alpha + \text{h.c.})$$

où chaque courant est la somme de termes leptoniques ($e^- \rightarrow \nu_e$, $\mu \rightarrow \nu_\mu$) et de termes hadroniques ($p \rightarrow n$). La capture μ, réaction semi-leptonique, est sensible à la partie hadronique de l'hamiltonien et permet l'étude des termes induits dans cette partie hadronique par les interactions fortes. De ce point de vue, elle est complémentaire de la désintégration β. Le quadri transfert d'impulsion au nucléon, faible en désintégration β (1 MeV²), est au contraire relativement grand en capture μ ($q^2 \cong -m_\mu^2$). De ce fait les termes qui s'annulent avec le quadri transfert, telle la partie pseudoscalaire du courant hadronique, peuvent s'étudier dans des conditions beaucoup plus favorables.

La structure relativement bien établie des courants faibles ; le modèle "V-A", entraîne un effet hyperfin considérable : le rapport entre les taux de capture Λ_S et Λ_T sur les états SINGLET et TRIPLET du système μp est d'environ 50 |1|. De nombreux travaux expérimentaux et théoriques ont donc été nécessaires pour suivre "l'histoire" d'un μ^- arrêté dans l'hydrogène et déterminer l'évolution des proportions respectives des états TRIPLET (T) et SINGLET (S). Donnons les conclusions de ces études qui ont servi de base à l'interprétation des mesures du taux de capture jusqu'à une date récente 1980 |2, 3| :

a) La formation de l'atome $(\mu p)^*$ est suivie d'une désexcitation très rapide vers l'état 1s. La transition T → S dépeuple l'état triplet dans un temps < 1 ns dans l'hydrogène liquide.

b) L'atome μp forme ensuite une molécule pμp. Cette étape est rapide (400 ns dans l'hydrogène liquide) mais reste comparable à la durée de vie des μ^- (τ_o = 2200 ns). Elle permet ainsi d'avoir accès aussi bien aux états moléculaires (pμp : dans l'hydrogène liquide) qu'aux états atomiques (μp : à plus faible densité). La molécule pμp possède deux états rotationnels dits ORTHO et PARA et les taux de capture correspondants sont :

$$\Lambda_{OM} = 2\gamma_O \ (3/4\ \Lambda_S + 1/4\ \Lambda_T) \quad 2\gamma_O \cong 1{,}01$$

$$\Lambda_{PM} = 2\gamma_P \ (1/4\ \Lambda_S + 3/4\ \Lambda_T) \quad 2\gamma_P \cong 1{,}14$$

où Λ_S et Λ_T sont les taux de capture sur l'atome $(\mu p)_{1s}$ dans l'état SINGLET et l'état TRIPLET.
Le mécanisme de formation (transition E1) conduit presque exclusivement à l'état ORTHO.

c) La transition vers l'état fondamental PARA est lente : une *estimation* due à Weinberg en 1960 [4] donne comme limite supérieure au taux de transition $\lambda_{OP} < 0{,}1\ \lambda_O$.

L'établissement expérimental et théorique de ces différents points a suffi jusqu'en 1980 à l'interprétation des mesures du taux de capture réalisées dans l'hydrogène liquide ou l'hydrogène gazeux.

- Dans l'hydrogène gazeux (T ≅ 300°K, P ≅ 10 atm) tous les μ^- sont, à l'instant de la capture, dans l'état atomique singlet : on mesure Λ_S.

- Dans l'hydrogène liquide, les μ^- sont liés dans la molécule pμp. Le taux de capture mesuré Λ_C est Λ_{OM}, la correction due à une éventuelle transition ORTHO-PARA étant faible comparée à la précision des mesurès (10%).

II. MOTIVATIONS DE CETTE EXPERIENCE

Récemment, nous avons effectué à Saclay une mesure plus précise [5] en utilisant, pour la première fois dans le cas de l'hydrogène, la méthode du temps de vie : le taux de capture Λ_C est obtenu en comparant les vies moyennes du μ^- et du μ^+. Cette méthode s'affranchit des limitations inhérentes à la détection des neutrons de capture de la réaction 1 sur laquelle sont basées les expériences précédentes. Elle a permis de mesurer Λ_C avec une précision accrue (4%) mais la mesu-

re est plus sensible à une éventuelle transition ORTHO-PARA. Ces deux faits rendent cruciale une détermination précise du taux de transition λ_{OP}. L'objet de cette thèse est la présentation de l'expérience réalisée à l'accélérateur linéaire de Saclay (ALS) qui constitue la première mesure du taux de transition | 6 |. En effet les seules informations expérimentales dont on dispose sont déduites des expériences destinées à mesurer le taux de capture dans l'hydrogène liquide et ne peuvent être considérées, à proprement parler, comme des mesures. Elles n'ont d'ailleurs pas été publiées en tant que telles. La méthode que nous avons suivie pour mesurer le taux de transition ORTHO-PARA est basée sur *l'observation de la distribution temporelle des neutrons de capture* particulièrement sensible à la transition. Nous serons donc confrontés aux problèmes délicats posés par la détection et l'identification des neutrons de capture, cependant s'agissant d'une *mesure relative*, la connaissance de l'efficacité n'est pas requise.

Parallèlement à cette expérience, un groupe de DUBNA a effectué, pour la première fois, le calcul du taux de transition | 7 |. *Ce calcul est complexe* et ceci pour deux raisons :

i) d'une part, il nécessite une bonne connaissance de la *fonction d'onde de la molécule pμp*. En particulier, il est primordial d'inclure les effets relativistes qui seuls peuvent autoriser la transition à un taux non négligeable, ainsi que le suggérait Weinberg lui-même. L'étude de trois particules en interaction coulombienne (dont pμp est un exemple) a fait l'objet, au cours des 20 dernières années, d'un nombre considérable de travaux théoriques effectués notamment par le groupe de DUBNA. Ces travaux ont été stimulés dans un premier temps par l'interprétation des mesures du taux de capture sur l'hydrogène et le deutérium. Plus récemment, un regain très net d'intérêt a été apporté par l'étude de la fusion nucléaire induite par les μ^- au sein de systèmes tels que dμt et dμd. L'ensemble de ces études permet de connaître la fonction d'onde de ces systèmes (pμp, dμt, ...) avec une très grande précision | 8, 9 |

ii) l'autre problème est lié à la connaissance des *complexes atomiques ou moléculaires*, dont pμp, assimilable à ce niveau à un deuton, est l'un des centres. La prise en compte de l'existence de ces complexes ($[(p\mu p)^+ pee]$ par exemple) et de leur stabilité est l'une des originalités du calcul. Toutefois, le peu d'information dans ce domaine, traité actuellement par analogie avec les complexes électroniques correspondants (molécule HD dans l'exemple cité plus haut), limite fortement la précision du calcul du taux de transition, sans toutefois remettre en cause la conclusion de ce calcul : le taux de transition ORTHO-PARA ne peut être négligé.

III. PLAN

Les difficultés de l'expérience décrite dans cette thèse sont multiples et touchent des techniques variées. Il m'a paru nécessaire, pour la clarté de la présentation, de développer le plan qui sera suivi.

La première partie donne le cadre théorique et précise les motivations de l'expérience. Nous commencerons (Chapitre I) par exprimer les différents taux de capture (Λ_S, Λ_T, Λ_{OM}, Λ_{PM}) en fonction des constantes de couplage du courant hadronique, et particulièrement en fonction de la constante pseudoscalaire. L'étude de la stabilité des différents états liés formés par le μ^- est développée dans le chapitre II : nous présenterons alors le calcul du taux de transition ORTHO-PARA effectué à DUBNA. L'analyse des mesures du taux de capture dans l'hydrogène liquide et de leur sensibilité au taux de transition (Chapitre III) justifiera la mesure que nous avons entreprise. La méthode suivie, mesure de la distribution temporelle des neutrons de capture, est l'objet principal du chapitre IV où nous présentons également les informations antérieures sur le taux de transition.

La deuxième partie est consacrée à la description générale de l'appareillage. La difficulté de cette expérience réside dans la rareté du processus de capture sur le proton devant la désintégration du μ et la capture sur les éléments plus lourds. Elle impose de fortes contraintes d'une part sur la conception du dispositif expérimental (Chapitre V) particulièrement au niveau de la cible (géométrie et très grande pureté de l'hydrogène 10^{-9}), d'autre part sur le choix des détecteurs neutrons et de l'électronique associée (Chapitre VI) qui doivent permettre une discrimination neutron-gamma très efficace (10^{-5}).

La troisième partie décrit l'analyse des données enregistrées au cours de l'expérience. Les différentes catégories de données nécessaires à l'obtention de la distribution temporelle des neutrons de capture et à la soustraction du bruit de fond ainsi que les grandes lignes de l'analyse sont précisées au chapitre VII. Les chapitres suivants détaillent les trois aspects spécifiques de l'expérience :

- Divers contrôles assureront que les distorsions pouvant perturber la mesure d'une distribution temporelle sont parfaitement maîtrisées (Chapitre VIII).

- Nous vérifierons que le niveau requis de discrimination neutron-gamma est atteint pour les conditions de l'expérience (Chapitre IX).

- Nous aurons enfin à soustraire les neutrons venant d'autres processus que la capture sur l'hydrogène. La mise en évidence de l'origine de ces neutrons et la mesure de leurs caractéristiques feront l'objet du chapitre X.

La quatrième partie concerne la présentation des résultats. De la distribution temporelle des neutrons de capture, nous déduirons le taux de transition ORTHO-PARA (Chapitre XI). Ceci nous permettra de corriger les valeurs du taux de capture dans l'hydrogène liquide et de les interpréter en fonction des constantes de couplage de la réaction élémentaire $\mu pn\nu_\mu$ (Chapitre XII). Nous verrons alors que le résultat de notre expérience ouvre, dans ce domaine, de nouvelles perspectives.

Première Partie

TAUX DE CAPTURE DE μ^- DANS L'HYDROGÈNE : RÉSULTATS ET INTERPRÉTATION

Chapitre I

TAUX DE CAPTURE

La capture μ est habituellement traitée dans le cadre du modèle phénoménologique V-A |10| qui permet de décrire avec succès les résultats expérimentaux sur les interactions faibles à basse énergie. Le but de ce chapitre est de présenter l'interprétation classique du taux de capture dans l'hydrogène en fonction de la constante de couplage pseudoscalaire. Les techniques de calcul |1, 11| comme les hypothèses sur la structure des courants étant présentées dans de nombreuses revues |12|, ce chapitre portera davantage sur les mesures expérimentales des autres paramètres intervenant dans le calcul (voir également les références |5 et 13|).

I. PARAMETRISATION DES COURANTS FAIBLES

Dans le cadre du modèle V-A, chaque courant (leptonique ou hadronique) s'écrit en l'absence d'interactions fortes :

$$C_\alpha = \overline{\psi}\, \gamma_\alpha\, (1+\gamma_5)\, \psi$$

Pour la partie leptonique on obtient ainsi :

$$\ell_\alpha = \overline{\psi}_\nu\, \gamma_\alpha\, (1+\gamma_5)\, \psi_\mu \qquad (2a)$$

La présence des interactions fortes complique la structure du courant hadronique que l'on paramétrise de la manière la plus générale selon :

$$h_\alpha = \overline{\psi}_p\, (V_\alpha + A_\alpha)\, \psi_n \qquad (2b)$$

Chaque composante vectorielle (V_α) ou axiale (A_α) dépend de trois constantes de couplage respectivement :

F_V : vectoriel F_M : magnétisme faible F_S : scalaire

F_A : axial F_T : pseudotensoriel F_P : pseudoscalaire

et s'écrit :

$$V_\alpha = \gamma_\alpha F_V + \sigma_{\alpha\beta} q_\beta F_M - i q_\alpha F_S \qquad (3)$$

$$A_\alpha = \gamma_5 \gamma_\alpha F_A + \gamma_5 \sigma_{\alpha\beta} q_\beta F_T - i \gamma_5 q_\alpha F_P$$

où q est le quadritransfert.

Remarquons que les expériences de capture μ dans l'hydrogène ne permettent actuellement de mesurer efficacement qu'une seule combinaison des constantes de couplage. Leur interprétation est donc faite en fonction d'un seul paramètre. Le quadritransfert important $q^2 = (p_n - p_p)^2 = -0{,}877\ m_\mu^2$ rend la capture μ plus sensible aux termes multipliés par q , c'est-à-dire F_P, F_M, F_T, F_S que la désintégration β où le transfert est de l'ordre du MeV. Cette particularité vaut spécialement pour la constante pseudoscalaire F_p. Celle-ci peut être obtenue en calculant les processus d'interactions fortes induisant un terme pseudoscalaire dans le courant axial. L'échange d'un pion (Fig. I.1) s'avère le processus dominant dans cette région de transfert. L'effet donné par :

$$q\, F_p \sim \frac{q}{q^2 - m_\pi^2}$$

est pratiquement maximal en capture μ. Négligeable en désintégration β, des hypothèses plus générales (PCAC) prévoient que son influence décroît à haute énergie comme $F_P \sim F_A/q^2$. On voit donc l'apport précieux que constitue la mesure des taux de capture : leur interprétation habituelle en fonction de F_P est un test des hypothèses sur la partie axiale du courant hadronique telles que PCAC (Partially Conserved Axial Current).

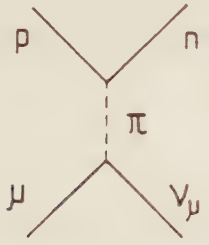


Figure I.1
Diagramme d'échange d'un pion

II. FACTEURS DE FORME

Cette interprétation n'est naturellement possible qu'à partir de la connaissance des autres constantes de couplage. Nous rappelons ici les expériences et hypothèses qui permettent de les mesurer en donnant les valeurs qui seront utilisées dans le calcul théorique du taux de capture.

1. Facteurs de forme vectoriels

L'hypothèse CVC (Conserved Vector Current) apporte de fortes contraintes sur les facteurs de forme de la partie vectorielle. Cette hypothèse, introduite par Feynman et Gell Mann |10|, est basée sur la non renormalisation par les interactions fortes de F_V ($F_V(q^2 = 0) = 1$) : la constante de couplage fondamentale des interactions faibles G_F déduite de la désintégration du μ (sans interaction forte) est la même que celle déduite de la désintégration β (pour des transitions où n'interviennent que V_α). L'hypothèse est en fait plus large que la conservation de V_α : elle associe le courant vectoriel faible et la partie isovectorielle du courant électromagnétique. Elle permet ainsi de définir F_V et F_M à partir des facteurs de forme électromagnétiques des nucléons et impose de plus $F_S = 0$. Compte tenu des valeurs de ces facteurs de forme |14, 15, 15| on obtient pour le quadritransfert $q^2 = -0{,}877\ m_\mu^2$

$$\begin{cases} F_V = 0{,}9748(0{,}0009) \\ (m_p + m_n) F_M = 2m\, F_M = 3{,}5875(0{,}0152) \\ F_S = 0 \ . \end{cases} \qquad (4)$$

2. Facteurs de forme axiaux

La valeur de F_A peut être déduite de la désintégration β du neutron |17| qui ne fait intervenir que F_A. Elle donne $F_A(q^2 = 0) = 1{,}254(0{,}007)$. Des expériences de diffusion ν_μ sur les nucléons à haute énergie |18|, on obtient la variation en fonction du transfert. On aboutit ainsi à :

$$F_A = 1{,}254 \times 0{,}978 = 1{,}226(0{,}007) \qquad (5)$$

Aucune hypothèse telle que CVC n'existe pour la partie axiale du courant hadronique. La conservation du courant axial ne permettrait pas la désintégration du pion et conduirait à une valeur de F_p en désintégration β du neutron déraisonnablement grande. Le calcul des effets dus aux interactions fortes fait l'objet de plusieurs approches.

Nous avons vu que l'on pouvait calculer $m_\mu F_p$ à partir des processus d'interactions fortes induisant un terme pseudoscalaire dans le courant axial. L'échange d'un pion (Fig. I.1) est le processus dominant dans cette région de transfert : en négligeant les autres processus comme l'échange de 3π, ..., (dominance du pôle du pion) on obtient :

$$|m_\mu F_p| = -m_\mu \times 2M_p \times f_\pi \, f_{\pi pn}(m_\pi^2)$$

$f_\pi = 0,94 \pm 0,01$: constante de désintégration du pion |19|

$f_{\pi pn}(m_\pi^2) = 1,41 \pm 0,01$: constante de couplage π-N |20|.

De ces valeurs on trouve :

$$|m_\mu F_p|_{PPD} = -9,0(0,1)$$

L'hypothèse PCAC |21|, basée sur la symétrie chirale des interactions fortes, permet de traiter plus globalement le courant axial. Elle relie la divergence du courant axial au champ du pion ϕ_π selon :

$$\partial_\alpha A_\alpha = m_\pi^2 \, \phi_\pi \, f_\pi$$

On retrouve ainsi la conservation du courant axial dans la limite $m_\pi = 0$ donnée par la symétrie exacte. Appliquée à la capture on obtient :

$$m_\mu F_p(q^2) = m_\mu \times 2M_p \frac{1}{q^2} \left[F_A(q^2) - f_\pi \, f_{\pi pn}(q^2) \frac{m_\pi^2}{m_\pi^2 - q^2} \right]$$

Compte tenu des valeurs précédentes de F_A et de la variation de $f_{\pi pn}$ en fonction du transfert |22|, on obtient |13| :

$$[m_\mu F_p]_{PCAC} = -8,1(0,1) \ .$$

L'incertitude sur les deux valeurs de $m_\mu F_p$ ne reflète que l'erreur sur les constantes de couplage utilisées. Elle ne porte pas sur la validité des hypothèses. Pour calculer les taux de capture théoriques nous avons adopté :

$$[m_\mu F_p] = -8,5(0,5) \qquad (6)$$

3. Courant de seconde classe

La présence des termes F_p et F_T, dits de seconde classe selon leur transformation sous la G parité |23|, a été longuement débattue et reste un problème ouvert. Toutefois ils ne sont pas prédits par les théories électrofaibles actuelles et l'expérience |24| donne une valeur compatible avec 0

$$2 m F_T = -2,5(2,1). \qquad (7)$$

III. TAUX DE CAPTURE

1. Atome μp

Le résultat du calcul désormais classique du taux de capture |1, 11| dans l'état atomique $(\mu p)_{1s}$ peut se mettre sous la forme :

$$\Lambda_C(F) = A \times B(F) \qquad F = \text{spin de } \mu p \tag{8}$$

Le premier terme A vaut :

$$A = \left(\frac{G_F \cos\theta_c}{\sqrt{2}}\right)^2 \times \left(1 + \frac{\alpha}{\pi}\,\Delta_{Rad}\right) \times \frac{E_\nu^2}{(1 + E_\nu/E_n)} \times \frac{E_n + m_n}{2E_n} \times \Phi(\mu p) \tag{9}$$

avec : E_ν = 99,1 MeV énergie du neutrino

E_n = 944,8 MeV énergie totale du neutron

Δ_{Rad} = 2,95(0,15) correction radiative |25|

G_F = 1,16633(0,00003).10^{-5} GeV^{-2} : constante de Fermi |13|

$\cos\theta_c$ = 0,9737(0,0025) angle de Cabbibo |26|

$\Phi(\mu p)$ est la densité de muon autour du proton. Pour l'atome $(\mu p)_{1s}$, on trouve, |27| tenant compte du rayon de charge du proton R_p = 0,862(0,012) fm |14| :

$$\Phi(\mu p) = \frac{1}{\pi a_o^3} \times (1 - 2\alpha m_\mu' R_p) \tag{10}$$

avec : $a_o = 1/(\alpha \times m_\mu')$ et $m_\mu' = m_\mu \times (1 + m_\mu/m_p)^{-1}$.

Le deuxième terme B(F) contient toute l'information sur les facteurs de forme :

$$\begin{cases} B(F=0) = (G_V - 3G_A + G_P)^2 \\ B(F=1) = (G_V + G_A)^2 - \frac{2}{3}(G_V + G_A)G_P + G_P^2 \end{cases} \tag{11}$$

avec :

$$\begin{cases} G_V = F_V(1+x) - 2mF_M \dfrac{m_\mu}{m_n + m_p}\, x \\ G_A = -F_A - (F_V + 2MF_M)x \\ G_P = x\left[m_\mu F_p + 2mF_T + F_A - (F_V + 2mF_M)\right] \end{cases}$$

$$x = E_\nu/(E_n + m_n) = 0{,}0526$$

On obtient donc en fonction du paramètre $F_{PT} = m_\mu F_p + 2mF_T$:

$$\boxed{\begin{aligned} \Lambda_S &= \Lambda_C(F=0) = 804{,}9 + 16{,}17\ F_{PT} + 0{,}0812\ F_{PT}^2 \\ \Lambda_T &= \Lambda_C(F=1) = \quad 5{,}3 - \ 0{,}08\ F_{PT} + 0{,}0812\ F_{PT}^2 \end{aligned}} \qquad (12)$$

2. Molécule pμp

Dans le cas de la molécule pμp, nous verrons que le taux de capture s'exprime en fonction des taux élémentaires Λ_S et Λ_T selon :

$$\Lambda_{OM} = 2\gamma_O\ (3/4\ \Lambda_S + 1/4\ \Lambda_T)$$

$$\Lambda_{PM} = 2\gamma_P\ (3/4\ \Lambda_T + 1/4\ \Lambda_S)$$

Les facteurs γ rapport entre la densité de μ autour des protons de la molécule pμp et celle de l'atome μp sont connus avec une grande précision et valent respectivement (Chapitre II) :

$$2\gamma_O = 1{,}009(0{,}001) \qquad 2\gamma_P = 1{,}143(0{,}001)$$

D'où les taux de capture :

$$\boxed{\begin{aligned} \Lambda_{OM} &= 610{,}5 + 12{,}22\ F_{PT} + 0{,}0819\ F_{PT}^2 \\ \Lambda_{PM} &= 234{,}6 + \ 4{,}55\ F_{PT} + 0{,}0928\ F_{PT}^2 \end{aligned}} \qquad (13)$$

3. Conclusion

Pour la valeur retenue de $F_{PT} = -8{,}5$, on obtient les taux de capture suivants :

$$\Lambda_S = 673\ s^{-1} \qquad \Lambda_T = 12\ s^{-1} \qquad \Lambda_{OM} = 513\ s^{-1} \qquad \Lambda_{PM} = 203\ s^{-1}$$

ce qui confirme l'importance des effets hyperfins et la nécessité de connaître l'état quantique du système μp au moment de la capture.

L'incertitude du calcul, outre la connaissance de F_{PT}, est dominée par l'erreur sur F_A. La figure I.2 donne les variations de Λ_{OM} qui est la quantité la plus précisément mesurée en fonction des paramètres F_A, F_V, F_M. Elle montre que l'erreur expérimentale sur ces paramètres induit une erreur sur Λ_{OM} inférieure à 2% et se traduit par une incertitude "théorique" sur F_{PT} qui vaut : $\delta F_{PT} = 0,5$. Nous verrons que cette valeur est négligeable devant l'erreur expérimentale.

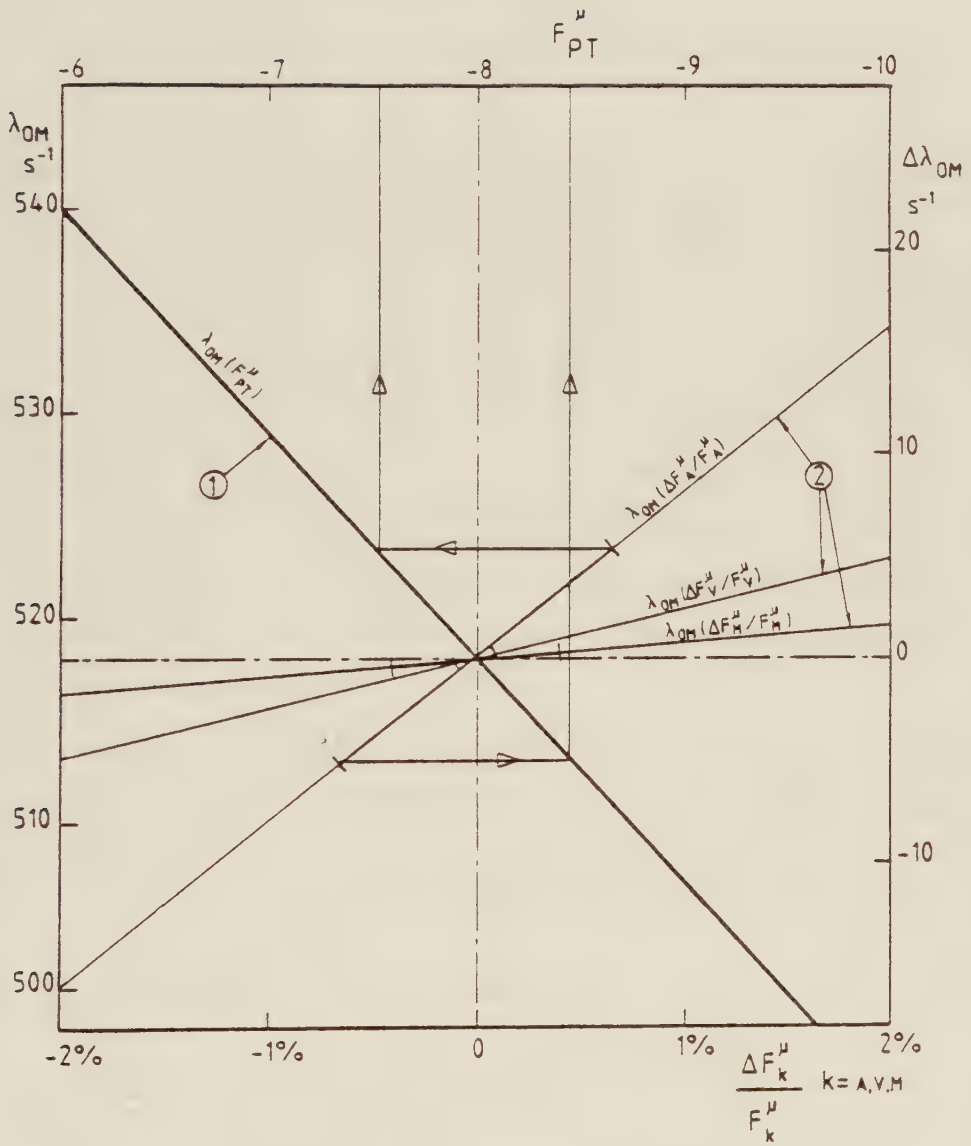


Fig. I.2 - Variation de Λ_{OM} en fonction des facteurs de forme F_V, F_M et F_A, pour $m_\mu F_{PT}$ fixé à -8.

(1) La courbe $\lambda_{OM}(F_{PT})$ donne la variation de Λ_{OM} en fonction de $m_\mu F_{PT}$ pour les valeurs centrales des autres paramètres.

(2) Les courbes $\lambda_{OM}(\Delta F_K/F_K)$ pour K = A, V, M donnent les variations de Λ_{OM} en fonction de l'écart relatif de F_K par rapport à sa valeur centrale. Les barres d'erreurs représentent l'incertitude sur F_K donnée dans ce chapitre.

Chapitre II

PROCESSUS ATOMIQUES ET MOLECULAIRES

La mesure du taux de capture s'effectue en stoppant des μ^- dans une cible d'hydrogène. Le μ^- forme dans un premier temps un atome muonique μp. Celui-ci de par sa charge totale nulle et sa taille faible devant les dimensions atomiques ($r_\mu = m_e/m_\mu \times r_e$) peut s'approcher des protons environnants et former une molécule muonique $p\mu p$. Le taux de formation de $p\mu p$, fonction linéaire de la densité de protons, vaut $\lambda_{pp} \cong 2.10^6\ s^{-1}$, soit 5 fois le taux de désintégration des μ (à la densité de l'hydrogène liquide $N_p = 4.26.10^{22}$ atomes/cm^3).

Pour des densités voisines de celle de l'hydrogène liquide, on aura donc un mélange d'atomes μp et de molécules $p\mu p$. L'interprétation des taux de capture mesurés requiert la connaissance des fonctions d'onde de ces deux systèmes ainsi que leur évolution (paragraphes II et III).

L'atome μp forme, par réaction de transfert $\mu p + Z \rightarrow \mu Z + p$ sur les noyaux des impuretés contenues dans l'hydrogène, des atomes muoniques. La très grande vitesse de ces transferts ($\lambda_t \sim 10^{11}\ s^{-1}$) rend les expériences très sensibles à la présence des impuretés et justifie leur étude présentée dans le paragraphe IV.

I. ETUDE DES ETATS LIES ATOMIQUES ET MOLECULAIRES

Avant d'étudier la structure de la molécule $p\mu p$, rappelons les caractéristiques de l'atome μp. La fonction d'onde orbitale dans l'état 1s, utilisée pour le calcul des taux de capture atomiques Λ_S et Λ_T, s'écrit :

$$\psi_{\mu p}(r) = \frac{1}{\sqrt{\pi a_\mu^3}} e^{-r/a_\mu} \quad \text{avec} \quad a_\mu = \hbar/m_\mu' e^2 = 285\ \text{fm}$$

L'énergie de liaison $E_{\mu p}$ est de 2528 eV et les deux états hyperfins sont séparés de 0,182 eV.

1. Niveaux rotationnels et vibrationnels de pμp

La molécule pμp est l'analogue de l'ion électronique H_2^+. Cette analogie suffit pour donner qualitativement la structure de pμp. Dans le cas de H_2^+, le rapport entre les masses de l'électron et du proton permet d'utiliser avec succès l'approximation adiabatique |28| qui découple le mouvement de l'électron de celui des protons : supposant les noyaux fixes et séparés d'une distance R on calcule le mouvement de l'électron dont les états sont spécifiés par $\{\nu\}$. On calcule alors le mouvement des noyaux (rotation et vibration), dans le champ moyen créé par l'électron, les états étant spécifiés par $\{\tau\}$

$\{\nu\} = |\nu, p\rangle$ ν mouvement de l'électron
p symétrie dans l'inversion des coordonnées de l'électron notée g(pair) ou u (impair)

$\{\tau\} = |J\ m_j\ v,\ \lambda\rangle$ $J\ m_j$ moment orbital (rotation)
v nombre quantique de vibration
λ parité totale du système $(-1)^J$

La structure de pμp se déduit de celle de H_2^+ par un simple changement d'échelle : des énergies ($\times m_\mu/m_e$) et des distances ($\times m_e/m_\mu$). On obtient alors deux états correspondant à deux niveaux de rotation (PARA (J = 0) et ORTHO (J = 1)). Les deux noyaux étant identiques, le principe de Pauli se traduit par :

$$p = \lambda(-1)^I = (-1)^{J+I}. \qquad I = \text{spin des deux protons} \qquad (14)$$

Pour l'état électronique fondamental $\nu = 0$; p = g, cette condition impose que J + I soit pair. Les deux états sont alors caractérisés par :

état fondamental	PARA	v = 0	J = 0	I = 0	$\lambda = -1$
	ORTHO	v = 0	J = 1	I = 1	$\lambda = +1$

Le calcul précis de l'énergie de ces deux niveaux ne peut être fait dans le cadre de l'approximation adiabatique : il est indispensable de tenir compte du couplage entre le mouvement du μ et celui des protons. On peut faire le calcul par une méthode variationnelle ou utiliser la méthode dite représentation adiabatique |8, 29| qui consiste à développer la fonction d'onde sur une base complète (dite base adiabatique) dont les éléments sont solutions du problème à deux centres. Cette dernière méthode développée par le groupe de Dubna permet d'obtenir des précisions de 0,1 eV. On sait que cette précision est nécessaire pour les niveaux très faiblement liés (1 eV) des molécules dμt ou dμd dont l'existence prédite par le calcul |8| a été confirmée expérimentalement |30|.

Le tableau I qui donne les énergies des deux niveaux montre que les deux méthodes conduisent à des résultats équivalents.

	PARA	ORTHO
Variationnel	*253,09	**107,23
Adiabatique	***252,89	***106,95

Tableau I - Energie de liaison de pμp

* Réf. 31a

** Réf. 31b

*** Réf. 8

2. Structure hyperfine

Si l'on prend en compte l'interaction entre les différents spins et le moment angulaire J, les états sont caractérisés par les nombres quantiques :

$$|\nu p,\ v\ J\ S\ I, \mathcal{J}\mathcal{J}_Z\ \lambda\rangle$$

où S est le spin total ($\vec{S} = \vec{s}_\mu + \vec{I}$) et $\mathcal{J}$ le moment total ($\vec{\mathcal{J}} = \vec{J} + \vec{S}$).
La structure hyperfine qui en résulte a été étudiée par Weinberg |4|, Halpern |32|, Bakalov et al. |33|. Elle conduit à 1 sous-niveau pour l'état PARA et 5 pour l'état ORTHO, donnés par la figure II.1 avec la classification des 6 états.

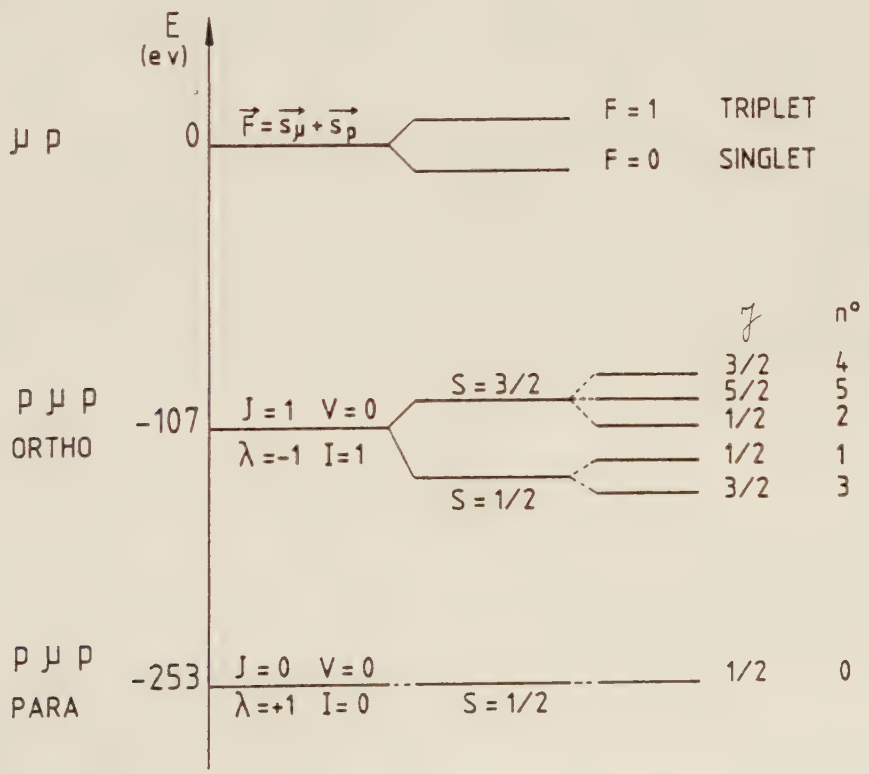


Fig. II.1 - Structure hyperfine de μp et pμp : numérotation des états de pμp.

3. Taux de capture

Il est d'usage d'exprimer les taux de capture des états de pμp en fonction des taux TRIPLET et SINGLET du système fondamental μp, c'est-à-dire sous la forme :

$$\Lambda_{p\mu p}^{(n)} = 2\gamma^{(n)} \left[a_S^{(n)} \Lambda_S + a_T^{(n)} \Lambda_T \right] \qquad (15)$$

Le facteur $\gamma^{(n)}$ rend compte de la différence de densité de μ autour d'un proton, l'information sur les constantes de couplage étant contenue dans Λ_S et Λ_T.

La densité de μ autour des protons, normalisée à celle de l'atome μp, est donnée par :

$$\gamma^{(n)} = \frac{1}{\pi a_\mu^3} \frac{1}{2} \int d\vec{R}_p \, d\vec{r}_\mu \, \delta\left(\vec{r}_\mu \pm \frac{\vec{R}_p}{2}\right) \psi_n^* \psi_n$$

Elle peut se calculer avec une précision de 10^{-3} en négligeant les effets hyperfins |7|. Les facteurs γ ne dépendent donc à ce niveau que des nombres quantiques de rotation J et de vibration v. On obtient ainsi :

$$2\gamma_0 = 1{,}009(0{,}001) \qquad \gamma_0 = \gamma^{(n)} \quad n = 1,5$$

$$2\gamma_p = 1{,}143(0{,}001) \qquad \gamma_p = \gamma^{(o)} \qquad (16)$$

La seconde étape consiste à déterminer l'orientation relative des spins du μ et du proton : $\vec{F} = \vec{s}_\mu + \vec{s}_p$ au moment de la capture, c'est-à-dire à projeter les états de pμp sur les états triplet F = 1 et singlet F = 0 de μp. Remarquons tout d'abord qu'un état pμp de spin total S et de spin I pour les deux protons se projette simplement sur les états |F,S>

$$|S,I> = \sum_{F=0}^{1} \alpha_{IF}^{S} \, |FS>$$

Pour I = 0 $\qquad \alpha_{01}^{1/2} = \sqrt{3/4} \qquad \alpha_{00}^{1/2} = \sqrt{1/4}$

I = 1 $\qquad \begin{cases} \alpha_{10}^{1/2} = \sqrt{3/4} & \alpha_{11}^{1/2} = \sqrt{1/4} \\ \alpha_{10}^{3/2} = 0 & \alpha_{11}^{3/2} = 1 \end{cases}$

Dans l'approximation non relativiste S et I sont de bons nombres quantiques : le taux de capture pour l'état PARA (I = 0, S = 1/2) est alors :

$$\Lambda_{PM} = 2\gamma_P \ (3/4 \ \Lambda_T + 1/4 \ \Lambda_S) \qquad (17)$$

Pour l'état ORTHO (I = 1) on obtient deux taux de capture selon le spin total :

$$\Lambda_{OM} \ (S = 1/2) = 2\gamma_O \ (3/4 \ \Lambda_S + 1/4 \ \Lambda_T)$$
$$\Lambda_{OM} \ (S = 3/2) = 2\gamma_O \ \Lambda_T \qquad (17)$$

Dans le cas général, où seuls γ et λ sont conservés, on doit décomposer la fonction d'onde selon :

$$\psi^{(n)} = \sum_S \beta_{SI}^{(n)} \ |S,I\rangle$$

ceci conduit à :

$$\Lambda^{(n)} = 2\gamma^{(n)} \sum_{F=0}^{1} \sum_S \Lambda_F (\beta_{SI}^{(n)} \ \alpha_{IF}^{S})^2$$

où Λ_F est le taux de capture atomique triplet ou singlet.
Le calcul des coefficients $\beta_{SI}^{(n)}$ |33| confirme que les états $\psi^{(n)}$ sont des états presque purs (Tableau II) et ne modifie pas les conclusions précédentes (formules (17)).

Tableau II

	PARA (I=0)	ORTHO (I=1)				
	n = 0	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4	n = 5
$\beta_{1/2\ 0}$	1	0	0	0	0	0
$\beta_{1/2\ 1}$	0	0,9996	0,0286	0,9999	-0,0095	0
$\beta_{1/2\ 0}$	0	-0,0286	0,9996	0,0095	0,9999	1
a_S	1/4	0,749	0,001	0,750	0,000	0,000
a_T	3/4	0,250	0,999	0,250	1,000	1,000

a_S, a_T : coefficients exacts intervenant dans la formule (15).
Les formules (17) donnent les valeurs approchées (approximation non relativiste).

II. TRANSITION

Le temps de ralentissement des μ^- est très rapide [35] $2{,}5.10^{-11}$ s de 1 MeV jusqu'à la capture par le proton. Dans toutes les expériences, le μ^- est donc toujours lié. Le temps de cascade jusqu'à l'état 1 s est également très rapide [36] $1{,}5.10^{-11}$ s. Cette cascade fait intervenir un très grand nombre de transitions, elle peuple alors de manière statistique les deux états hyperfins de μp.

1. Transition $\mu p(F = 1) \rightarrow \mu p(F = 0)$

Du fait de son faible rayon et de sa charge totale nulle, l'atome μp peut pénétrer le cortège électronique des atomes environnants et effectuer des collisions avec les protons : les sections efficaces sont grandes ($4\pi a_\mu^2 \sim 10^{-23}$ cm^2). Lorsque l'énergie devient inférieure à la séparation hyperfine des deux niveaux ($\Delta E = 0{,}18$ eV) la transition $0 \rightarrow 1$ est interdite et l'effet des collisions est une dépopulation de l'état triplet. Calculs [37] et expériences [38] s'accordent pour dire que la transition TRIPLET → SINGLET est très rapide : le taux λ_p est voisin de 10^{10} s^{-1} (dans l'hydrogène liquide). En effet cette transition se fait par un mécanisme d'échange, le μ passant d'un proton à l'autre, où n'interviennent pas les interactions spin-moment angulaire.

> L'atome μp est donc très rapidement (< 1 ns) dans l'état singlet.

2. Formation de la molécule $p\mu p$

La formation de $p\mu p$ se fait par collision de l'atome μp avec les molécules d'hydrogène H_2. L'énergie de liaison est dans ce cas emportée soit par radiation, soit par un électron Auger. Comme l'énergie transférée est faible (de l'ordre de 100 eV) le mécanisme dominant est :

$$\mu p + H_2 \rightarrow \left[(p\mu p)^+ pe\right] + e \qquad (18)$$

L'énergie de μp est faible ~ 1 eV, le moment orbital initial est $L = 0$. On peut donc avoir des transitions dipolaires électriques E_1 : $(L_i = 0 \rightarrow L_f = 1)$, qui conduisent à l'état ORTHO de $p\mu p$ ou monopolaire électrique E_0 : $(L_i = 0 \rightarrow L_f = 0)$ qui conduisent à l'état PARA. Le calcul [39] donne des taux de formation valant respectivement :

$$\lambda_{pp}^{ORTHO} = 2{,}2.10^6 \text{ s}^{-1} \qquad \lambda_{pp}^{PARA} = 0{,}7.10^4 \text{ s}^{-1} \qquad (19)$$

> La molécule $p\mu p$ est formée essentiellement dans l'état ORTHO.

Cette valeur est en très bon accord avec les résultats expérimentaux |40| dont la valeur moyenne est de :

$$\lambda_{pp}^{ex} = 2{,}33(0{,}10).10^{6}\ s^{-1} \quad . \tag{20}$$

La population initiale des différents niveaux hyperfins de pμp, formée dans une collision d'un atome μp de spin total $\vec{F} = \vec{s}_a + \vec{s}_\mu$ avec un noyau b, d'une molécule H_2, de spin s_b, dépend de F et du moment total .

$$\mu p(F) + p(s_b) \xrightarrow[W^{(n)}(F)]{} p\mu p(\ )$$

Le calcul exact de ces populations est donné dans la référence |33|. En raison de la transition très rapide μp(F = 1) → μp(F = 0) tous les atomes μp sont dans l'état singlet. F = 0 et le spin total initial $\vec{S} = \vec{F} + \vec{s}_b$ vaut 1/2. Comme le spin total est conservé dans la formation de pμp, on ne peuple que les états de pμp où le spin total est 1/2, c'est-à-dire les états n = 1 et n = 3.

3. Transition entre les états hyperfins de pμp

Notons d'abord que les transitions par le mécanisme d'échange dans des collisions avec les molécules environnantes sont beaucoup plus faibles à cause de la barrière coulombienne et des faibles énergies. Elles sont de fait négligées dans les calculs existants.

Les transitions entre les états de pμp (ORTHO) sont totalement négligeables |4|. Les différences d'énergie sont très faibles, les transitions radiatives M1 demandent 1 jour. Pour les conversions M1 dans les collisions avec H2, l'énergie disponible est insuffisante pour l'éjection d'un électron.

Le mécanisme de formation de pμp et l'absence ultérieure de transition entre les états ORTHO de pμp ne permettent de peupler que les états n = 1 et n = 3 (ORTHO) de spin total S = 1/2. On négligera donc, dans l'interprétation, les autres états en adoptant pour unique valeur du taux de capture Λ_{OM}

$$\boxed{\Lambda_{OM} = \Lambda_{OM}(S = 1/2) = 2\gamma_0\left[3/4\ \Lambda_S + 1/4\ \Lambda_T\right]} \quad . \tag{21}$$

La transition dipolaire électrique avec conversion d'un électron entre les états ORTHO et l'état PARA est interdite dans l'approximation non relativiste par la règle ΔI = 0. Il est donc nécessaire pour calculer le taux de transition d'aller au-delà de cette approximation. La présentation de ce calcul effectué par le groupe de Dubna est reportée au paragraphe suivant.

III. TAUX DE TRANSITION ORTHO-PARA

La probabilité de transition dipolaire électrique E1, entre l'un des cinq états ORTHO de pμp (n = 1,5) et l'état fondamental PARA (n = 0), avec émission d'un électron de conversion de moment $\vec{q}$ est donnée par :

$$d\lambda_{OP}^{(n)} = \frac{2\pi}{\hbar}\,\delta(E_f - E_i)\,d\vec{q}\,\frac{1}{2j^{(n)}+1}\sum_{j_Z^{(n)}}\sum_{j_Z^{(o)}}$$

$$\times\left[\int d\vec{R}d\vec{r}d\vec{\rho}\;\;\psi_{p\mu p}^{f*}(\vec{r},\vec{R})\psi_e^{f*}(\vec{\rho})\;\;H_{int}\;\;\psi_e^{i}(\vec{\rho})\psi_{p\mu p}^{i}(\vec{r},\vec{R})\right]^2 \qquad (22)$$

avec : i) $\vec{\rho}$: coordonnées électron/CM de pμp

ii) $\vec{R}$ = (R, Θ, Φ) coordonnées sphériques du vecteur joignant les 2 protons

$\vec{r}$ = (ξ, η, φ) coordonnées elliptiques du μ/centre de $\vec{R}$

iii) H_{int} : hamiltonien responsable de la transition soit dans l'approximation dipolaire [39] ($\vec{d}$ moment dipolaire électrique de pμp)

$$H_{int} = -e\left(\frac{\vec{d}.\vec{\rho}}{\rho^3}\right) = -e^2\left(1+\frac{m_\mu}{m_\mu+2M_p}\right)\frac{\vec{r}.\vec{\rho}}{\rho^3} \qquad (23)$$

1. Fonction d'onde de l'électron

La connaissance des fonctions d'onde initiale et finale de l'électron est la cause principale d'incertitude dans le calcul du taux de transition. La molécule pμp, formée par collision entre un atome μp et une molécule H_2, est initialement l'un des centres du complexe moléculaire $[(p\mu p)^+ pe]^+$, analogue muonique de HD^+. La formation de ce complexe est suivie, toujours par collision, par trois réactions dont le tableau III donne les probabilités W_i.

Tableau III - Réactions suivant la formation de pμp.

$[(p\mu p)^+ pe]^+ + H_2$ →
- $[(p\mu p)^+ p2e] + H_2^+$
- $[(p\mu p)^+ 2p2e]^+ + H$
- $(p\mu p)^+ e + H_3^+$

Réaction	W_i	K_i
(a)	10^{-2}	1
(b)	0,75	0,78
(c)	0,25	0,66

La vitesse de ces réactions est grande ($\lambda \cong 10^{13}\ s^{-1}$) : la transition ORTHO-PARA a donc lieu à partir de l'un de ces trois complexes. Le calcul du taux de transition n'a été fait que pour le premier et donne λ^a_{OP} : taux de la transition

$$\left[(p\mu p)^{n=1,5}\ p2e\right] \rightarrow \left[(p\mu p)^{n=o}\ pe\right]^+ + e^-$$

Les deux autres taux λ^b_{OP} et λ^c_{OP} sont déduits des valeurs des coefficients de conversion K (Tableau III) avec une erreur estimée à 10% |41|. Le taux moyen de transition s'écrit donc :

$$\lambda_{OP} = \sum_{i=a,b,c} W_i\ K_i\ \lambda^a_{OP} = 0{,}75(0{,}10)\lambda^a_{OP}$$

Cette valeur est obtenue par analogie avec les réactions électroniques correspondantes : elle suppose donc la même vitesse de réaction et les mêmes probabilités respectives de formation. Le calcul suppose également la stabilité ultérieure des trois complexes formés.

Ces incertitudes majeures justifient les approximations ultérieures faites dans le calcul concernant la fonction d'onde de l'électron :

i) dans l'état initial $\left[(p\mu p)p2e\right]$: fonction d'onde de la molécule d'hydrogène selon une forme proposée par Heitler-London |42| ;

ii) dans l'état final : le complexe $\left[(p\mu p)^+ pe\right]^+$ est remplacé par un centre coulombien de charge effective Z = 1 |43|.

Ces approximations introduisent une incertitude estimée de 5 à 10%.

Après intégration de la formule (22) sur $\vec{\rho}$ et $\vec{q}$ on obtient finalement :

$$\lambda^{(n)}_{OP} = C_q\ |T_{no}|^2 \qquad C_q = 1{,}4.10^{12}\ s^{-1}$$

$$|T_{no}|^2 = \frac{1}{2\mathcal{J}^{(n)} + 1} \sum_{\mathcal{J}_Z^{(n)}} \sum_{\mathcal{J}_Z^{(o)}} \sum_k \left[\int d\vec{r} d\vec{R}\ \psi^{o*}_{p\mu p}\ r_k\ \psi^{n}_{p\mu p}\right]^2 \tag{26}$$

2. Fonction d'onde de pμp

Dans le cas général incluant les effets relativistes, la fonction d'onde des différents états de pμp est plus complexe que le développement présenté dans la figure II.1, où chaque état est spécifié par les nombres quantiques $|p=g, vJSI, \mathcal{J}\mathcal{J}_Z\ \lambda>$. Seuls sont conservés en effet le moment total $\mathcal{J}$ et la parité totale $\lambda = (-1)^J$. A côté des composantes "principales" définies précédemment, il

existe des composantes "mineures" différant par la valeur des nombres quantiques p JSI. Les seules contraintes sont fournies par les relations $p = (-1)^{I} \lambda$ et $\lambda = (-1)^{J}$. On obtient ainsi le développement présenté dans le tableau IV (en se limitant aux termes $J \leqslant 1$).

Tableau IV - Composantes "principale" et "mineure" de pωp

	(n)	λ	"principale"	"mineure"
PARA	0	1/2 +	|g 0 1/2 0>	|u 0 1/2 1>
ORTHO	1	1/2 -	|g 1 1/2 1>	|g 1 3/2 1> |u 1 1/2 0>
	2	1/2 -	|g 1 3/2 1>	|g 1 1/2 1> |u 1 1/2 0>
	3	3/2 -	|g 1 1/2 1>	|g 1 3/2 1> |u 1 1/2 0>
	4	3/2 -	|g 1 3/2 1>	|g 1 1/2 1> |u 1 1/2 0>
	5	5/2 -	|g 1 3/2 1>	

Les composantes sont spécifiées par |pJSI>

Dans une transition dipolaire électrique, on doit satisfaire les règles de sélection :

$$\Delta\mathcal{J} = 0, \pm 1 \qquad \Delta S = 0 \qquad \Delta I = 0 \qquad (27)$$

La première règle interdit la transition entre l'état n = 5 (ORTHO) et l'état PARA. Par contre, ces relations sont satisfaites

i) entre la composante principale PARA et les composantes mineures |u 1 1/2 0 > des états ORTHO n = 1,4

ii) entre la composante principale |g 1 1/2 1> des états n = 1 et n = 3 (ORTHO) et la composante mineure PARA

iii) entre la composante mineure PARA et la composante mineure |g 1 1/2 1> des états n = 2 et n = 4 (PARA).

La prise en compte de ces composantes mineures autorisent donc la transition E1. Leur calcul, présenté dans la référence |7| montre que ces composantes sont faibles (environ 10^{-4} de la composante principale) comme le présente la figure II.2.

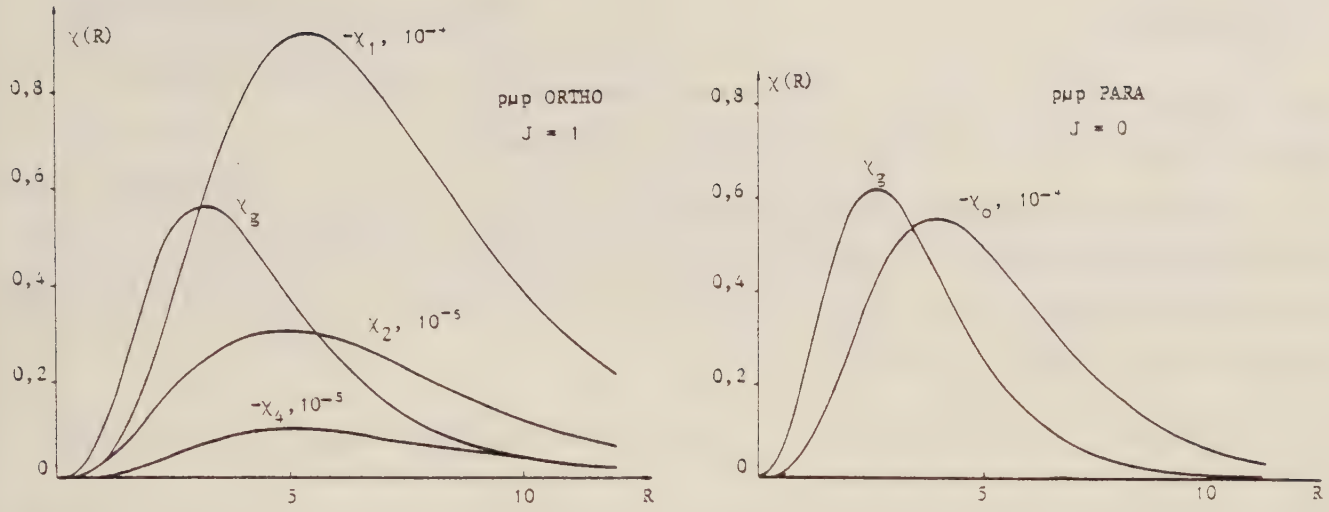


Fig. II.2 - Composantes "principale" et "mineure" de la fonction d'onde de pμp

$\chi_g = \sum_S \beta^n_{SI} |gSI\rangle$ *(J = 0, I = 0) pour pμp PARA (J = 1, I = 1) pour pμp ORTHO*

$\chi_u = |uSI\rangle$ *(J = 0, I = 1) pour pμp PARA (J = 1, I = 0) pour pμp ORTHO*

Le calcul des éléments de matrice de la transition, T_{no}, conduit aux valeurs suivantes du taux de transition :

$$\lambda_{OP}^{(1)} = \lambda_{OP}^{(3)} = 9{,}5.10^{4}\ s^{-1} \quad \text{et} \quad \lambda_{OP}^{(2)} = \lambda_{OP}^{(4)} = 10\ s^{-1} \qquad (28)$$

Lors de la formation de pμp, on ne peuple que les états n = 1 et n = 3 (ORTHO) pour lequel le taux de transition vaut $9{,}5.10^{4}\ s^{-1}$. Prenant en compte la relation (25), on obtient finalement :

$$\boxed{\lambda_{OP} = 7{,}1(1{,}2).10^{4}\ s^{-1}} \quad . \qquad (29)$$

IV. IMPURETES

La formation d'atomes muoniques par réaction de transfert ne peut s'effectuer qu'à partir de l'atome μp neutre selon :

$$\mu p + Z \rightarrow \mu Z + p \qquad \text{Taux } \lambda_t(Z) \qquad (30)$$

La molécule pμp est, elle, protégée par sa charge positive. L'influence du deutérium nécessite une étude particulière car l'atome μd formé, neutre, peut ultérieurement créer d'autres systèmes muoniques.

1. Impuretés Z > 1

L'énergie de liaison des atomes muoniques augmente comme Z^2 ($E_{\mu z} = 2,5 \times Z^2$ keV). Le transfert est donc irréversible.

Les taux de transfert ont été mesurés sur quelques éléments (C, Ne, Ar, Kr, Xe, He). Les raisons de l'incompatibilité entre certains résultats ont été discutées par Fiorentini et Iacopini |44|. Les valeurs retenues par ces auteurs montrent une dépendance linéaire en fonction de Z :

$$\lambda_t(Z) = Z \times 0,167.10^{11}\ s^{-1} \qquad \text{(densité hydrogène liquide)} \qquad (31)$$

en bon accord avec les prédictions théoriques. Une exception toutefois à cette loi : l'hélium ou le taux beaucoup plus faible. La valeur théorique est de $5.10^6\ s^{-1}$ et la limite supérieure expérimentale de $10^8\ s^{-1}$ |45|.

2. Deutérium

Du fait de la différence des masses réduites, l'énergie de liaison de l'atome μd ($E_{\mu d}$ = 2,66 keV) est plus grande que celle de μp ($E_{\mu p}$ = 2,52 keV). La réaction de transfert :

$$\mu p + d \rightarrow \mu d + p \qquad \text{taux } \lambda_e$$

est donc possible. Les mesures et calculs concernant ce taux montrent que le transfert est également très rapide (~ $1,4.10^{10} s^{-1}$). L'atome μd forme par collision une molécule pμd avec un taux $\lambda_{pd} = 6.10^6\ s^{-1}$. La distance entre les deux centres p et d est suffisamment faible pour que la fusion $p + d \rightarrow He^3 + \gamma$ (5,5 MeV) puisse avoir lieu à un taux non négligeable ($\lambda_f \cong 0,3.10^6\ s^{-1}$). Dans cette fusion le μ spectateur peut soit rester attaché au noyau d'hélium (probabilité de sticking ω_s) soit être libéré ($1 - \omega_s$). La figure II.3 schématise ces différents processus.

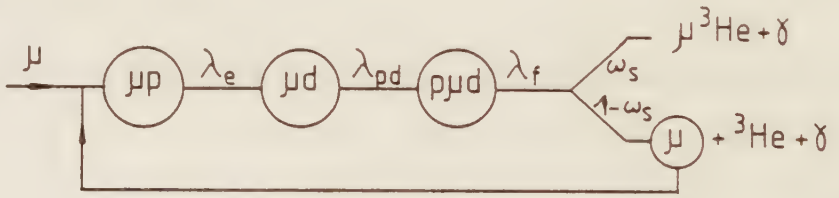


Fig. II.3 - Etats liés en présence de deutérium.

L'influence réelle de la présence du deutérium est en fait plus complexe si l'on fait intervenir la structure hyperfine des états. On pourra se reporter aux références |13, 30, 48| pour plus de précision.

3. Conclusion sur les impuretés

L'importance des taux de transfert (~ 10^{11} s^{-1}) impose une pureté extrême de l'hydrogène utilisé. La fraction d'atome μZ formée ($C_Z \lambda_t/(\lambda_0 + C_p\lambda_{pp})$ ne devient négligeable que pour des concentrations d'impureté inférieures à 10^{-7}. L'effet sur les mesures du taux de capture montre que la concentration tolérable est de quelques ppm pour le deutérium et devient, pour les éléments lourds, de l'ordre de 10^{-3} ppm.

V. CONCLUSION

La figure II.4 résume l'"histoire" d'un μ^- dans une cible d'hydrogène pure

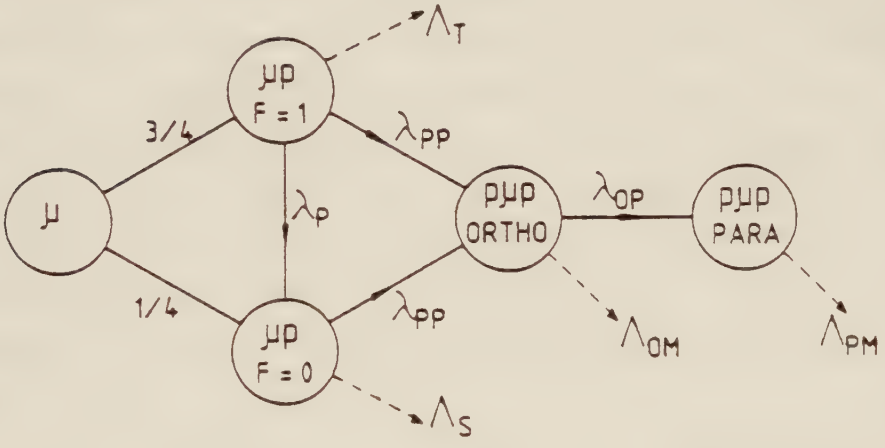


Figure II.4 - Processus suivant l'arrêt d'un μ^- dans l'hydrogène pur.

Les taux λ_p, λ_{pp} sont proportionnels à la densité relative de protons $\varphi = N/N_o$ (avec $N_o = 4{,}25.10^{22}$ cm^{-3}).

Le taux de capture observé expérimentalement sera une combinaison des différents taux (Λ_T, Λ_S, Λ_{OM}, Λ_{PM}), qui dépendra de manière essentielle des conditions expérimentales en particulier de la densité.

A très basse densité : $\varphi \ll \lambda_0/\lambda_p \sim 5.10^{-5}$. La transition $\mu p_{F=1} \rightarrow \mu p_{F=0}$ n'a pas le temps de se produire et l'atome μp reste dans un mélange statistique $\frac{3}{4}$ triplet + $\frac{1}{4}$ singlet.

A densité intermédiaire : $\lambda_0/\lambda_p \sim 5.10^{-5} \ll \varphi \ll \lambda_0/\lambda_{pp} \sim 0{,}18$. La densité est suffisante pour que la transition triplet-singlet ait lieu sans que la formation de molécule pμp soit importante : on mesure donc Λ_S.

A forte densité : $\varphi >> \lambda_0/\lambda_{PP} \sim 0,18$. Le muon est alors lié dans la molécule pμp. Le taux mesuré est alors essentiellement Λ_{OM} avec une correction venant de la transition ORTHO-PARA qui est de l'ordre de :

$$\frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O} \frac{\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM}}{\Lambda_{OM}} = \frac{3}{5} \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O} \simeq 6\%$$

et qui peut donc n'être pas négligeable. Le calcul exact de cette correction sera fait dès le chapitre suivant.

Enfin, notons que dans l'hydrogène liquide ($\varphi = 1$) la condition $\varphi >> \lambda_0/\lambda_{PP}$ n'est pas réalisée et que l'on peut avoir une correction venant de capture dans l'atome μp singlet.

Chapitre III

MESURES DU TAUX DE CAPTURE DANS L'HYDROGENE LIQUIDE : EFFET DE LA TRANSITION ORTHO-PARA

Dans ce chapitre, nous montrons que l'interprétation des mesures existantes du taux de capture dans l'hydrogène liquide est limitée par la connaissance du taux de transition entre les deux états ORTHO et PARA de la molécule pμp. Pour cela nous allons décrire ces mesures et commenter leur limitation. Un accent particulier sera mis sur l'expérience la plus précise effectuée récemment à Saclay par une technique nouvelle. La mesure de la conversion ORTHO-PARA qui est l'objet de ce travail implique la détection des neutrons de capture. Aussi nous souhaitons insister dans la présentation des mesures réalisées en détectant les neutrons, sur les difficultés propres à cette détection.

Deux méthodes en effet ont été utilisées pour obtenir le taux de capture dans l'hydrogène liquide :

- détection et mesure du *taux absolu des neutrons* d'énergie 5,2 MeV produits par la capture ;

- *comparaison des vies moyennes* τ_{μ^+} *et* τ_{μ^-} qui donnent le taux de disparition des μ^+ et des μ^- dans l'hydrogène. Les voies de disparition sont la désintégration (μ^+ et μ^-) :

$$\mu^+ \to e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu$$
$$\mu^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu \qquad \lambda_o \cong 455\ 000\ s^{-1}$$

et la capture qui a lieu uniquement pour les μ^- (taux Λ_c). On aura donc :

$$1/\tau_{\mu^+} = \lambda_o \qquad 1/\tau_{\mu^-} = \lambda_o + \Lambda_c .$$

Les vies moyennes sont obtenues à partir de la distribution temporelle des électrons de désintégration.

L'ensemble des résultats ainsi que certains paramètres utilisés ultérieurement sont donnés dans le tableau I. La figure III.1 schématise les processus essentiels dans l'hydrogène liquide et précise les notations utilisées ultérieurement.

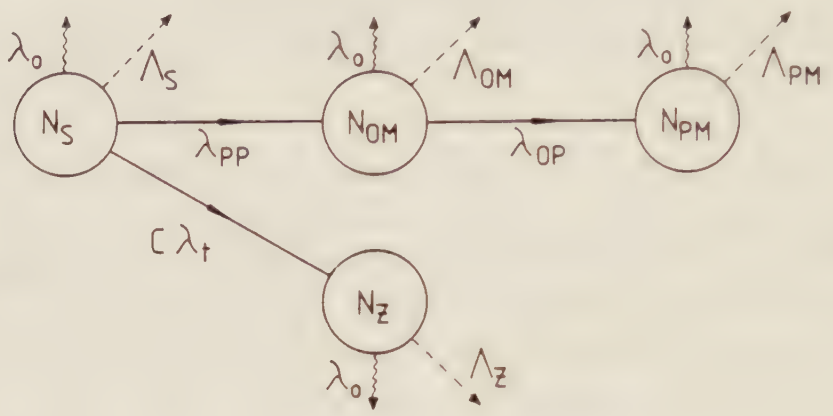


Fig. III.1 - Processus moléculaires dominant dans l'hydrogène liquide.

N_S, N_{OM}, N_{PM}, N_Z Populations de μp (singlet) pμp (ORTHO) pμp (PARA) μZ (impuretés)

Λ_S, Λ_{OM}, Λ_{PM}, Λ_Z Taux de capture correspondant

C concentration d'impuretés (normalisées à $4{,}26.10^{22}$ atomes/cm³)

λ_{PP}, λ_{OP}, λ_t Taux de transfert

λ_0 Taux de désintégration

I. MESURES DU TAUX ABSOLU DE NEUTRON

Les résultats obtenus par cette technique viennent soit d'expériences réalisées dans une chambre à bulles soit d'expériences où le neutron est détecté hors de la cible dans des compteurs (type COMPTEUR). Le nombre de neutrons émis à l'instant t (compté à partir de la formation de l'atome μp) est calculé dans l'annexe I et vaut :

$$dN_n/dt = e^{-\lambda_0 t}\left\{\Lambda_{PM} + (\Lambda_{OM}-\Lambda_{PM})\frac{\lambda_{PP}}{\lambda_{PP}-\lambda_{OP}}e^{-\lambda_{OP}t} + \left(\Lambda_S - \frac{\lambda_{PP}}{\lambda_{PP}-\lambda_{OP}}(\Lambda_{OM}-\Lambda_{PM}\frac{\lambda_{OP}}{\lambda_{PP}})e^{-\lambda_{PP}t}\right)\right\} \quad (32)$$

Dans cette formule, on néglige les taux de capture Λ_S, Λ_{OM}, Λ_{PM} devant λ_0, λ_{OP}, λ_{PP}.

Tableau I - Taux de capture Λ_C dansl'hydrogène liquide.

Expériences	Date	Réf.	Λ_C	Particules détectées *	Type **	R ***	T_A ***
Chicago	1963	49	428(85)	N	BC	0	∞
CERN-Bologne	1963	50	450(50)	N	BC	0	∞
Columbia I	1962	51	515(25)	N	CPT	1	4
Columbia II	1963	52	464(42)	N	CPT	1,2	3,5
Saclay-CERN-Bologne	1981	5	444(19)	E	-	1,0	17,0

* N neutron ; E électron

** BC chambre à bulles ; CPT compteur (voir texte)

*** voir texte

Tableau II - Effet des impuretés sur les mesures du taux de capture : concentrations d'impuretés (normalisées à $4,26.10^{22}$ atomes/cm^3) qui induisent une augmentation de 3% sur le taux de capture.

Expériences		BC	CPT	SCB
Eléments	λ_t^*	Concentration ($\times 10^9$)		
C	1,00	10,4	10,7	11,7
Ne	1,67	1,5	1,6	3,0
Ar	3,00	0,3	0,7	7,0
Kr	6,01	0,14	1,4	28,5
Xe	9,02	0,06	1,0	22,6

* λ_t taux de transfert calculé selon la formule (31)

L'effet des impuretés est d'ajouter à l'expression ci-dessus un terme :

$$dN_n^Z/dt = \frac{\Lambda_Z}{\lambda_{PP}-\Lambda_Z} c\lambda_t \, e^{-\lambda_O t} \{e^{-\Lambda_Z t} - e^{-\lambda_{PP} t}\} \qquad (33)$$

1. Mesures chambre à bulles

a) Principe

Dans ces expériences, on ne fait pas de corrélation en temps entre le μ incident et le neutron. On mesure donc un flux intégré :

$$N_n^{BC} = \int_o^\infty (dN_n/dt)\,dt$$

d'où l'on tire le taux de capture :

$$\Lambda_{BC} = \lambda_O N_n^{BC} = \Lambda_{OM} \left[1 + \frac{\Lambda_S - \Lambda_{OM}}{\Lambda_{OM}} \frac{\lambda_O}{\lambda_O + \lambda_{PP}} - \frac{\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM}}{\Lambda_{OM}} \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O + \lambda_{OP}} \frac{\lambda_{PP}}{\lambda_O + \lambda_{PP}} \right] \qquad (34)$$

Le taux de capture mesuré diffère donc de Λ_{OM} par deux corrections dues à :

. capture sur $\mu p_{singlet}$ = $(5,9 \pm 0,4)\%$

. transition ORTHO-PARA = $(0,49 \pm 0,01) \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O + \lambda_{OP}}\ \%$

ces corrections dépendent très peu des constantes de couplage utilisées pour calculer Λ_S et Λ_T. La variation de $\Lambda_{BC}/\Lambda_{OM}$ en fonction du seul paramètre inconnu λ_{OP} est donnée dans la figure III.2 et permet, connaissant λ_{OP} et Λ_{BC}, de calculer Λ_{OM}.

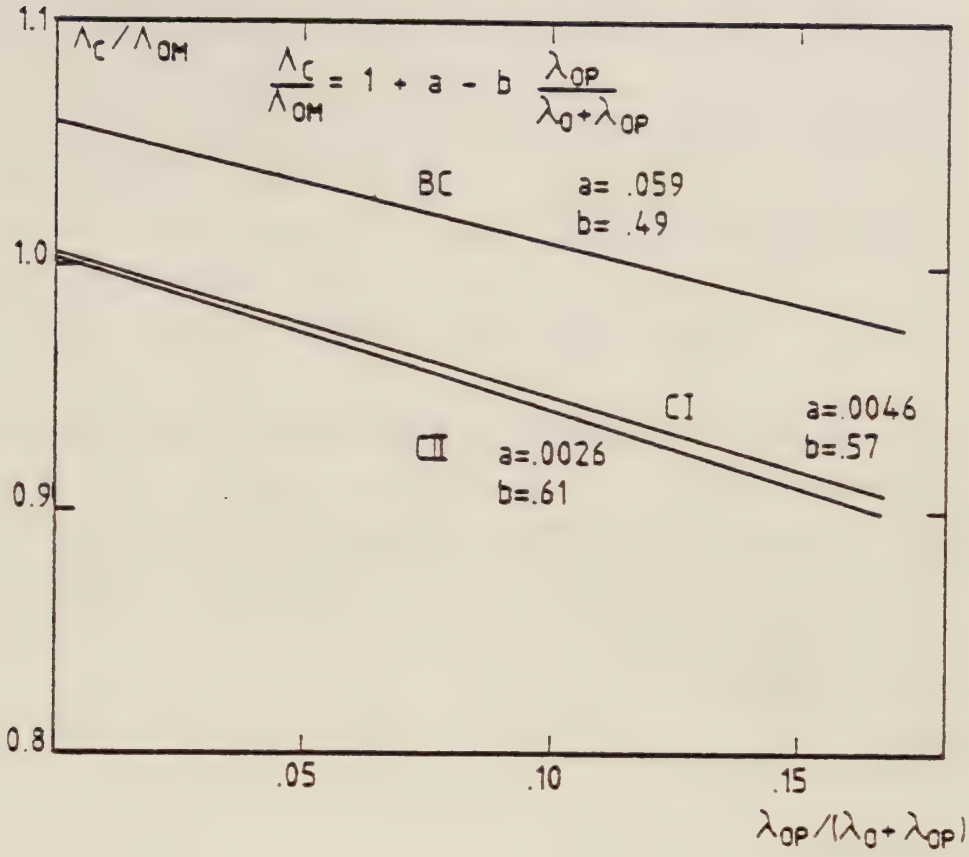
b) Difficultés

La capture est identifiée par l'absence d'électrons donc de désintégration des muons et par la mesure de l'énergie d'un proton de recul qui signe le neutron de capture. La résolution en énergie est de 1,5 MeV. Trois difficultés spécifiques sont à noter :

i) La présence de π^- produisant par échange de charge $\pi^- p \to n\pi^0$ des neutrons d'énergie 8,8 MeV qui ne peuvent être séparés des neutrons de capture que par la mesure d'énergie. Cette séparation n'est effective, compte tenu de la résolution, que pour une contamination en π inférieure à 10^{-3}.

a) Détection des neutrons

BC : Chambre à bulles
CI, CII : Columbia



b) Méthode des temps de vie

SCB : Saclay CERN Bologne

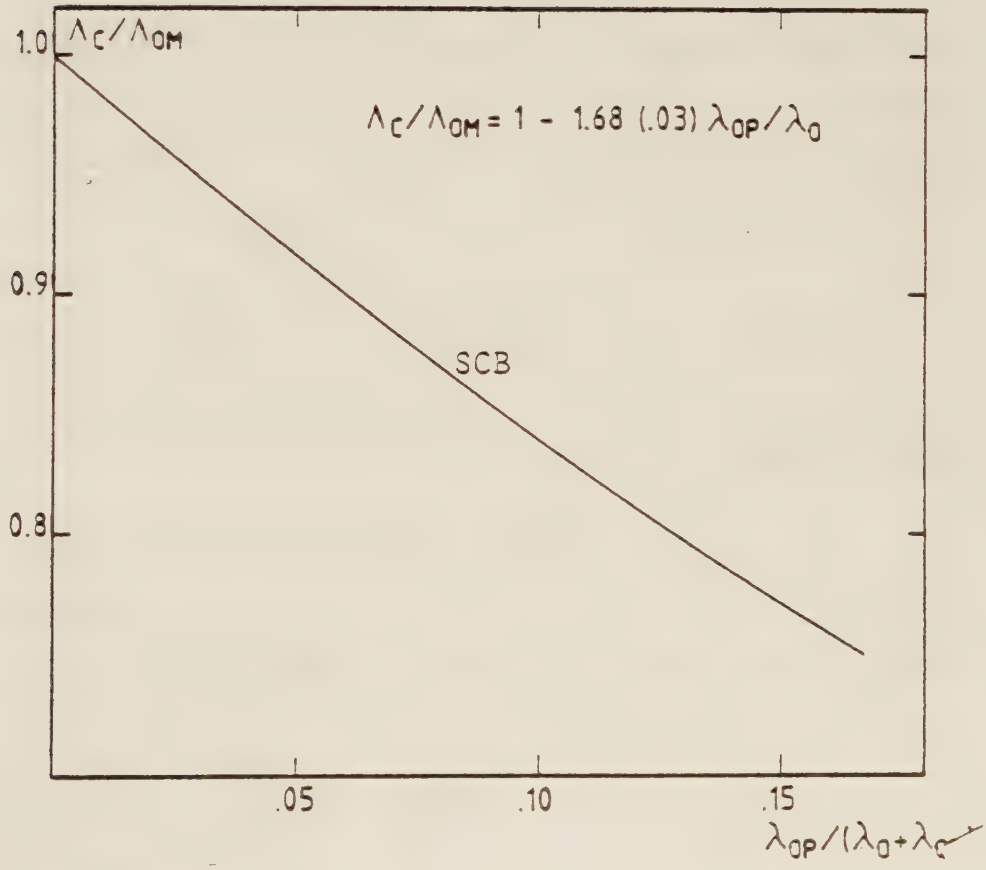


Fig. III.2 - Effet de la transition ORTHO-PARA sur les mesures du taux de capture Λ_c dans l'hydrogène liquide.

ii) Seuls les protons de recul dont la trace excède 0,8(± 0,7) mm sont acceptés dans l'analyse. Cette incertitude sur le seuil en énergie se traduit par une incertitude de 8% sur l'efficacité de détection.

iii) Pureté de la cible : en présence d'impuretés Z, à la concentration c, le taux de neutrons devient :

$$N_{BC}(c) = N_{BC}(c=0) + \frac{c\lambda_t}{\lambda_0+\lambda_{PP}+c\lambda_t}\left(\frac{\Lambda_Z}{\lambda_0+\Lambda_Z} - N_{BC}(c=0)\right) \qquad (35)$$

L'effet est d'autant plus important que Z est élevé puisque λ_t (formule 31) et Λ_Z augmentent avec Z (Tableau II). Les neutrons émis par capture sur une impureté n'étant pas monoénergétiques, on réduit naturellement cet effet en imposant des coupures sur l'énergie du neutron. Toutefois il semble difficile de mesurer l'effet résiduel, en particulier dans l'expérience du CERN où l'hydrogène n'était pas spécialement purifié.

2. Mesures compteurs

a) Principe

On établit une corrélation entre l'arrivée du μ^- et l'émission du neutron. Seuls les neutrons qui parviennent dans une porte retardée de R (~ 1 μs) et de largeur T_A (~ 4 μs) sont acceptés. Les neutrons prompts (venant des π^- ou de capture de μ^- dans les éléments lourds) sont ainsi éliminés. Le taux de neutrons mesuré

$$N_n(R,T_A) = \int_R^{R+T_A} \frac{dN_n}{dt}\, dt$$

conduit au taux de capture

$$\Lambda_{CPT} = N_n(R,T_A) \times \lambda_o / T(\lambda_o,R,T_A)$$

où T est un facteur valant $\exp(-\lambda_o R)\{1-\exp(\lambda_o T_A)\}$. Le calcul de $N_n(R,T_A)$ fait dans l'annexe I permet de trouver au premier ordre :

$$\Lambda_{CPT} = \Lambda_{OM}\left[1 - \frac{\Lambda_{OM}-\Lambda_{PM}}{\Lambda_{OM}}\frac{\lambda_{OP}+\alpha\lambda_o}{\lambda_O+\lambda_{OP}} + \beta\,\frac{\lambda_0}{\lambda_0+\lambda_{PP}}\,\frac{\Lambda_S-\Lambda_{OM}}{\Lambda_{OM}}\right] \qquad (36)$$

où α et β sont les proportions au début de la mesure d'état pμp (PARA) et μp (SINGLET).

Comparée à la formule précédente donnant Λ_{BC} on constate deux différences dues au retard de 1 µs.

- la correction due à µp est réduite d'un facteur 10 correspondant à la proportion initiale µp $\{\beta=\exp(-\lambda_{PP}R) = 0,1\}$:

- l'effet de la conversion ORTHO-PARA est par contre augmenté de par la proportion initiale d'état PARA qui vaut :

$$\alpha \cong \lambda_{OP}\left(R - \frac{1}{\lambda_{PP}}\right) \cong 0,25\ \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O}\ .$$

La variation exacte du rapport $\lambda_{CPT}/\lambda_{OM}$ qui ne dépend que du taux de transition ORTHO-PARA est donnée dans la figure III.2 pour les deux expériences de Columbia. On a :

$$\frac{\Lambda_{CPT}}{\Lambda_{OM}} = 1 + 0,003 - \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O + \lambda_{OP}} \times 0,60 \qquad (37)$$

b) Difficultés

Un ensemble de scintillateurs définit l'arrêt d'un μ^- (signal µ stop) dans la cible d'hydrogène. Le neutron de capture est détecté dans un scintillateur liquide N par la scintillation du proton de recul. On mesure le temps séparant ces deux signaux ainsi que l'amplitude (donc l'énergie) du proton de recul. Cette mesure ne permet pas de connaître l'énergie du neutron car la cinématique n'est pas définie contrairement aux mesures chambres à bulles.

Afin de calculer le taux de capture on doit, d'une part, identifier les neutrons de capture, d'autre part connaître l'efficacité (efficacité des détecteurs et nombre de µ stoppés dans l'hydrogène). *L'identification* est rendue difficile car :

i) Une fraction importante de μ^- (30%) s'arrête dans les parois et produit par capture des neutrons.

On doit construire la cible exclusivement avec des matériaux lourds (Fe,Cu) pour lesquels le temps de vie des μ^- est faible (< 200 ns). Les μ^- auront disparu si on commence la mesure avec un retard suffisant. De plus les parois de la cible doivent être assez épaisses pour que la fraction de μ^- sortant de la cible et s'arrêtant dans les éléments légers (carbone des scintillateurs essentiellement) soit très faible ($\sim \lambda_{OM}/\lambda_{carbone} \times 10^{-2} \cong 10^{-4}$).

ii) La désintégration des μ est 1000 fois plus probable que la capture.

Une fraction des électrons de désintégration est détectée et éliminée par un scintillateur plastique E entourant la cible. La radiation des électrons dans la cible et les parois est cependant une source importante de bruit de fond neutre que ne peut éliminer l'anti compteur E. Il est donc indispensable d'utiliser des compteurs neutrons capables de discriminer entre neutron et photon avec une efficacité de l'ordre de 10^{-5}. L'utilisation de scintillateurs liquides (NE213) permet une telle discrimination.

Ces photons peuvent, par réaction (γ,n) ou (γ,p) dans le compteur neutron, créer des neutrons (photoneutrons). Ils peuvent être mesurés en arrêtant des μ^+ : on trouve alors une composante de vie moyenne 2,2 μs, égale à celle des électrons et dont l'intensité représente 30% des neutrons de capture.

iii) Pureté de la cible.

L'effet des impuretés est comparable à celui des mesures chambre à bulles pour les impuretés légères. Il devient beaucoup plus faible quand Z augmente (Tableau II). En effet, le transfert aux impuretés n'a lieu qu'à partir de l'atome μp donc rapidement ($\tau = 1/\lambda_{pp} \cong 400$ ns). Si leur temps de vie est court (cas des impuretés lourdes) la plupart auront disparu avant le début de la mesure.

L'effet des impuretés est rendu négligeable grâce à l'utilisation d'hydrogène isotopiquement pur (1 ppm deutérium) qui est introduit dans la cible au travers d'une membrane au palladium chauffée à 300°K et un dégazage soigneux de la cible. On atteint ainsi des concentrations d'impuretés de l'ordre de 10^{-9} (ou inférieures). Une confirmation est donnée par l'absence, après soustraction des photoneutrons, de neutrons d'énergie supérieure à 5,2 MeV (énergie du neutron de capture sur l'hydrogène).

La connaissance de l'efficacité est la seconde difficulté et la principale limitation à la précision finale.

L'efficacité de détection des compteurs neutrons est calculée par Monte Carlo qui outre les effets géométriques et les sections efficaces, doit incorporer la dégradation du spectre en énergie des neutrons de capture et l seuil sur l'énergie des protons de recul. La non linéarité entre cette énergie et la quantité de lumière produite par le photon de recul dans le scintillateur nécessite une étude particulière pour déterminer le seuil en énergie. L'efficacité totale est calculée avec une précision d'environ 5% et contrôlée par la mesure de $\pi^- p \to n\pi^0$.

Comme environ 30% des μ^- s'arrêtent hors de l'hydrogène, le signal "μ stop" ne donne pas le nombre effectivement stoppé dans l'hydrogène. La normalisation se fait par la mesure du nombre d'électrons de désintégration, détectés par la coïncidence entre les scintillateurs N et E. On doit tenir compte de la perte d'électron soit par radiation dans la cible, soit par le seuil en énergie imposé. La précision sur le nombre de μ^- est alors limité à 5%.

3. Conclusion

L'erreur finale pour ces deux types d'expériences (chambre à bulles et compteur) est d'environ 10%, due essentiellement à la connaissance de l'efficacité. Rappelons la réserve qu'impose l'effet des impuretés dans les mesures chambre à bulles.

L'effet de la transition ORTHO-PARA sur le taux de capture est d'environ $0,55 \times \lambda_{OP}/\lambda_O + \lambda_{OP}$ et peut donc conduire à des corrections comparables à l'erreur finale.

II. METHODE DES TEMPS DE VIE

Les vies moyennes τ_{μ^+} et τ_{μ^-}, obtenues à partir des distributions temporelles des électrons de désintégration, mesurent le taux de disparition des μ^+ et des μ^- dans l'hydrogène $dN_e/dt = \lambda_O N_\mu(t) = \lambda_O \exp(-t/\tau_\mu)$. La comparaison donne alors le taux de capture :

$$\frac{1}{\tau_{\mu^-}} - \frac{1}{\tau_{\mu^+}} = (\lambda_O + \lambda_C) - \lambda_O = \lambda_C \ .$$

L'avantage de cette méthode est de supprimer tout problème d'efficacité et de monitorage car il s'agit d'une *mesure relative*. Elle ne souffre donc pas des limitations inhérentes à la détection des neutrons.

La difficulté dans ce cas est de réaliser une mesure très précise. L'erreur sur le taux de capture donnée par :

$$\delta\lambda_C/\lambda_C = \frac{\lambda_O}{\lambda_C} \times \sqrt{\left(\frac{\delta\tau_{\mu^+}}{\tau_{\mu^+}}\right)^2 + \left(\frac{\delta\tau_{\mu^-}}{\tau_{\mu^-}}\right)^2}$$

montre que dans l'hydrogène où λ_O/λ_C vaut environ 900, on doit mesurer τ_μ, avec une précision de quelques 10^{-5} pour obtenir une précision de quelques pour cent sur le taux de capture. Dans le cas d'éléments plus lourds où les taux de capture sont élevés, cette méthode demande beaucoup moins de précision et a permis de mesurer un grand nombre de taux de capture |53|.

1. Expérience

Grâce à la structure pulsée particulière du faisceau de l'accélérateur linéaire de Saclay, cette méthode du temps de vie a pu être appliquée [5] à l'hydrogène. La mesure est décrite en détail dans la thèse de J. Martino [13].

Le faisceau de μ (largeur 3,4 μs, fréquence 3000 Hz) est stoppé dans une cible d'hydrogène liquide. Les muons survivants au-delà de l'impulsion faisceau constituent alors une source radioactive de μ dont on mesure la décroissance. Pour cela on détecte les électrons de désintégration dans six télescopes formés chacun de trois scintillateurs plastiques en coïncidence. Un signal START retardé de 1 μs par rapport à la fin du faisceau génère une porte de 60 μs et ouvre six chronomètres. Chaque chronomètre est fermé par le premier électron détecté dans le télescope correspondant. On obtient ainsi la distribution temporelle exacte des électrons à condition de rejeter les cas où on détecte deux événements (ou plus) dans la porte et dans le même télescope. Cette condition est réalisée électroniquement.

Le retard de 1 μs est nécessaire pour assurer qu'aucun muon ne puisse être créé à partir de cet instant. On évite ainsi toute possibilité de régénération de la source de μ pendant la mesure de sa période de décroissance, condition essentielle d'une mesure correcte de période radioactive.

Comparée aux précédentes mesures de τ_μ réalisées auprès de faisceaux continus, cette expérience présente deux avantages :

- Avec un faisceau continu, on mesure le temps entre l'arrivée du μ dans la cible et la détection de l'électron de désintégration associé. Pour cela la corrélation μ-e doit être réelle. En particulier si un deuxième μ arrive dans la porte d'observation (20 μs) cette corrélation n'est plus garantie. Il faut donc rejeter l'événement. L'intensité est ainsi limitée à 1 μ incident par porte : c'est une limite pour l'obtention de grandes précisions statistiques.

Avec un faisceau pulsé, on mesure le temps entre la fin du pulse et la détection de l'électron ; aucune corrélation μ-e n'est exigée. On ne souffre d'aucune limitation sur l'intensité.

- On détecte les électrons après le faisceau, donc dans des conditions de bruit de fond très favorables. Celui-ci est dû essentiellement au rayonnement cosmique (niveau 2.10^{-4} au début de la mesure) avec une faible composante dépendant du temps due aux neutrons thermiques (niveau 10^{-5}, τ_β = 160 μs). Ces deux composantes sont facilement mesurables dans la partie retardée de la porte de mesure lorsque le signal de désintégration a disparu ($t > 20$ μs).

Les résultats obtenus sont les suivants :

. La valeur de $\tau_{\mu^+} = 2197,078(0,073)$ ns. Ce résultat combiné avec celui des expériences précédentes $\tau_{\mu^+} = 2197,120(0,077)$ ns donne finalement :

$$\tau_{\mu^+} = 2197,093(0,052) \text{ ns} . \tag{38}$$

La mesure a donné, par ailleurs :

$$\tau_{\mu^-} = 2194,908(0,067) \text{ ns} . \tag{39}$$

. Ces deux résultats conduisent à $\Lambda_C = 453(18)\ s^{-1}$. Deux corrections doivent être appliquées :

i) Effet du deutérium : la présence de (2,7 ± 0,1) ppm de deutérium introduit une correction mesurée de $-21(7)\ s^{-1}$.

ii) Effet de liaison : la liaison du μ^- dans une molécule pμp diminue légèrement $\lambda_0^{\mu^-}$ par rapport à $\lambda_0^{\mu^+}$. La correction est de $+12\ s^{-1}$.

La valeur finale du taux de capture est alors :

$$\boxed{\Lambda_C = 444(19)\ s^{-1}} \tag{40}$$

Cette expérience permet donc *d'améliorer de plus d'un facteur 2 la précision*. Elle comporte peu d'effets systématiques et l'erreur est *essentiellement statistique*, imposée par une durée et un coût raisonnable.

De plus le fait que les muons arrivent uniformément pendant le faisceau (largeur $T_P = 3,4$ μs) introduit un retard moyen supplémentaire

$$R_P = \frac{1}{\lambda_0}\left(1 - \frac{\lambda_0 T_P\, e^{-\lambda_0 T_P}}{1 - e^{-\lambda_0 T_P}}\right)$$

Ajouté au retard de 1 μs de la porte d'analyse, il permet de réduire, par rapport aux expériences de type compteur, les effets suivants :

i) l'effet des μ^- stoppés hors de la cible. Il est cependant nécessaire de prendre les mêmes précautions dans la conception de la cible (utilisation de matériau lourd et épaisseur des parois de la cible suffisante).

ii) la correction due à la capture sur l'atome μp qui devient totalement négligeable.

iii) l'effet des impuretés lourdes (Tableau II). Le degré de pureté de l'hydrogène doit cependant rester voisin de 10^{-9}.

2. Effet de la transition ORTHO-PARA

En contrepartie du gain en précision, l'expérience est plus sensible à la transition ORTHO-PARA. L'effet est augmenté pour deux raisons. D'une part le retard moyen de la porte de mesure est, comme nous l'avons vu, plus grand que dans les expériences "neutron". La proportion initiale d'état PARA est alors plus importante. D'autre part la mesure du temps de vie porte sur une intégrale du type $\int t\, e^{-\lambda t}$ qui correspondant à un temps moyen plus élevé que dans les expériences neutrons où la quantité mesurée est proportionnelle à $\int e^{-\lambda t}$. La transition ORTHO-PARA a donc plus de temps pour se manifester. Les calculs concernant cet effet sur la distribution temporelle des électrons sont détaillés dans la thèse de J. Martino et on ne présente ici que les résultats essentiels.

La distribution temporelle des électrons de désintégration diffère de l'exponentielle pure $\exp\left[(-\lambda_0+\lambda_{OM})t\right]$ et est donnée par :

$$\frac{dN_e}{dt} = x\lambda_0 \left[e^{-(\lambda_0+\Lambda_{PM})t} (1-\beta) + e^{-(\lambda_0+\lambda_{OP}+\Lambda_{OM})t} \beta \right] \qquad (41)$$

avec x = population totale (ORTHO + PARA) de pμp au début de la mesure

et :
$$1 - \beta = \frac{\lambda_{OP} + \alpha(\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM})}{\lambda_{OP} + \Lambda_{OM} - \Lambda_{PM}}$$

α proportion d'état para au début de la mesure. L'analyse de cette distribution est faite selon la méthode de Peierls [54] et consiste à calculer le temps de vie moyen par :

$$\langle\tau\rangle = \frac{\int_0^\infty t \frac{dN_e}{dt}\, dt}{\int_0^\infty \frac{dN_e}{dt}\, dt}$$

Dans le cas de l'exponentielle pure $\exp\{-(\lambda_0+\Lambda_{OM})t\}$ on a $1/\langle\tau\rangle = \lambda_0+\Lambda_{OM}$. La présence éventuelle d'une transition ORTHO-PARA modifie ce résultat et le taux de capture défini par $\Lambda_C = 1/\langle\tau\rangle - \lambda_0$ devient :

$$\Lambda_C = \Lambda_{OM}\left[1 - \frac{\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM}}{\Lambda_{OM}} \frac{(2\lambda_0 + \lambda_{OP})\lambda_{OP} + \alpha\lambda_0^2}{(\lambda_0 + \lambda_{OP})^2}\right] \qquad (42)$$

Dans cette expression, le rapport $(\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM})/\Lambda_{OM}$ varie très peu en fonction des

constantes de couplage, ce rapport est pratiquement fixé par la condition $\Lambda_T << \Lambda_S$ issue de l'hypothèse V-A. La seule inconnue est α proportion d'état PARA au début de la mesure. Elle s'exprime naturellement en fonction du retard et de la largeur du pulse faisceau et du taux de transition λ_{OP} (voir annexe I). Elle vaut dans nos conditions $\alpha = 0,9\ \lambda_{OP}/(\lambda_O+\lambda_{OP})$ (soit quatre fois plus que dans les expériences de type compteur). Ces valeurs conduisent donc au résultat approché (le calcul exact est donné par la figure III.2).

$$\frac{\Lambda_C}{\Lambda_{OM}} = \left[1 - 1,75 \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O + \lambda_{OP}} \right] \qquad (43)$$

La sensibilité de cette expérience à la transition est donc trois fois plus grande que les mesures précédentes. Comme d'autre part la précision a été améliorée d'un facteur deux *on ne peut pas négliger cet effet dans l'interprétation des résultats*. On peut voir par exemple qu'une transition à un taux $\lambda_{OP}/\lambda_O = 0,1$ donne une correction de 17% sur Λ_C qui vaut quatre fois l'erreur expérimentale.

III. CONCLUSION

Pour interpréter les premières mesures du taux Λ_C de capture μ dans l'hydrogène liquide, on a pu négliger l'effet de la transition ORTHO-PARA sur la base d'une limite expérimentale du taux λ_{OP} de cette transition (Chapitre IV) et de l'estimation théorique de Weinberg |4|.

L'expérience récente de Saclay a permis d'améliorer d'un facteur 2 la précision sur Λ_C. Elle est aussi plus dépendante du taux de transition. Dès lors il devient nécessaire de préciser ce taux. De plus les calculs effectués à Dubna |7| montrent que l'on peut avoir un taux λ_{OP} de transition ORTHO-PARA supérieur à la première estimation de Weinberg et que l'on ne peut négliger cet effet même pour les premières expériences moins précises et moins sensibles.

Nous avons donc entrepris de détecter si une telle transition a lieu et à quel taux. Pour utiliser le gain de précision sur Λ_C apporté par la dernière mesure de Saclay, l'erreur sur λ_{OP} doit être inférieure à :

$$\delta\lambda_{OP} < \lambda_O \frac{\delta\Lambda_C}{\Lambda_C} \times \frac{1}{1,75} \cong \lambda_O \times 0,025 \cong 1,1.10^4\ s^{-1}$$

soit :

$$\frac{\delta\lambda_{OP}}{\lambda_O} < 2,5.10^{-2} \quad . \qquad (44)$$

Chapitre IV

TRANSITION ORTHO-PARA
PRINCIPE DE MESURE ET RESULTATS ANTERIEURS

Nous avons conclu le chapitre précédent par la nécessité de connaître le taux λ_{OP} de transition entre les deux états ORTHO et PARA de la molécule pμp. La mesure de ce taux s'obtient à partir des distributions temporelles des électrons de désintégration du μ ou des neutrons de capture qui, en l'absence de transition sont purement exponentielles $dN/dt = \exp\{-(\lambda_O+\Lambda_{OM})t\}$. La transition introduit une distorsion par rapport à cette exponentielle.

Dans le cas des électrons $dN_e/dt = \lambda_O \; N_\mu(t)$, cette distorsion ne porte que sur le terme $N_\mu(t)$ (nombre de μ vivant à l'instant t). L'effet sur la vie moyenne est faible et ne peut être séparé de l'effet de capture dont il constitue une correction. Ainsi, la vie moyenne des électrons mesurée dans l'expérience de Saclay (SCB) diffère très peu de $1/(\lambda_O+\Lambda_{OM})$. L'effet relatif introduit par la transition sur cette vie moyenne est de :

$$2{,}8 \; \frac{\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM}}{\lambda_O} \; \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O} \cong 1{,}9 \times 10^{-3} \; \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O} \; .$$

Dans ce cas, la vie moyenne mesure au premier ordre le taux de capture λ_{OM} alors que le taux de transition ne peut être obtenu qu'en analysant la distorsion par rapport à l'exponentielle pure.

Par contre, la distribution des neutrons $dN_n/dt = \Lambda_C(t) \; N_\mu(t)$ est beaucoup plus sensible car proportionnelle au taux de capture instantané :

$$\Lambda_C(t) = \Lambda_{OM}\left[1-\alpha(t)\right] + \Lambda_{PM} \; \alpha(t). \qquad (45)$$

où α et $1-\alpha$: proportions respectives d'état PARA et ORTHO. L'effet relatif sur la vie moyenne des neutrons est alors beaucoup plus important. On verra au § I. qu'il est de l'ordre de :

$$\tau_n = \tau_0\left(1 - \frac{\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM}}{\Lambda_{OM}} \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_0}\right) = \left(1 - 0{,}6\ \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_0}\ \tau_0\right). \qquad (46)$$

Dans ce cas *la vie moyenne des neutrons donne directement le taux de transition.*

C'est naturellement cette voie que nous avons suivie et nous en présentons les grandes lignes dans le paragraphe I., avant de donner les résultats que l'on peut déduire des expériences précédentes (Columbia I et II, SCB). Rappelons que le but essentiel de ces dernières était la mesure du taux de capture et non celle du taux de transition.

I. PRINCIPE DE CETTE EXPERIENCE

Négligeons dans un premier temps, l'étape de formation de la molécule pμp et supposons qu'au début de la mesure (t=0) tous les μ^- sont dans l'état ORTHO de pμp. La transition ORTHO-PARA dépeuple l'état ORTHO au profit de l'état PARA dont la proportion $\alpha(t)$ augmente selon $\alpha(t) = 1 - \exp(\lambda_{OP}t)$. Le taux de capture instantané (Fig. IV.1a), varie alors de Λ_{OM} à Λ_{PM} selon :

$$\Lambda_C(t) = (\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM})\ e^{-\lambda_{OP}t} + \Lambda_{PM}\ . \qquad (47)$$

La distribution temporelle des neutrons $dN_n/dt = \Lambda_C(t)\ \exp(-\lambda_0 t)$ ne dépend, mis à part un coefficient de normalisation, que de λ_{OP} et du rapport $\Lambda_{PM}/\Lambda_{OM}$. Ce rapport comme nous l'avons déjà souligné est peu fonction des constantes de couplage utilisées dans le calcul des taux de capture : il peut être considéré comme constant à ce niveau. Dès lors, la *vie moyenne des neutrons* τ_n *ne dépend que du seul paramètre* λ_{OP}. Cette vie moyenne définie par :

$$\tau_n = \int_0^\infty t\ dN_n \Big/ \int_0^\infty dN_n$$

est donnée au premier ordre en λ_{OP}/λ_0 par la formule (46).

Pour prendre en compte la formation de pμp à partir de l'état μp singlet, on peut cette fois-ci négliger la conversion ORTHO-PARA beaucoup plus lente. Cette formation se traduit de manière analogue, par une variation du taux de capture selon (Fig. IV.1b) :

$$\Lambda_C(t) = (\Lambda_S - \Lambda_{OM})\ e^{-\lambda_{PP}t} + \Lambda_{OM} \qquad (48)$$

Le taux λ_{pp} de formation de pμp est tel que cette variation n'est effective que pendant une durée de l'ordre de 1 μs après l'arrivée du μ (correspondant à 2 à 3 × $1/\lambda_{pp}$).

L'expression exacte combinant les deux effets précédents est donnée par la formule (32) et est visualisée sur la figure IV.1c.

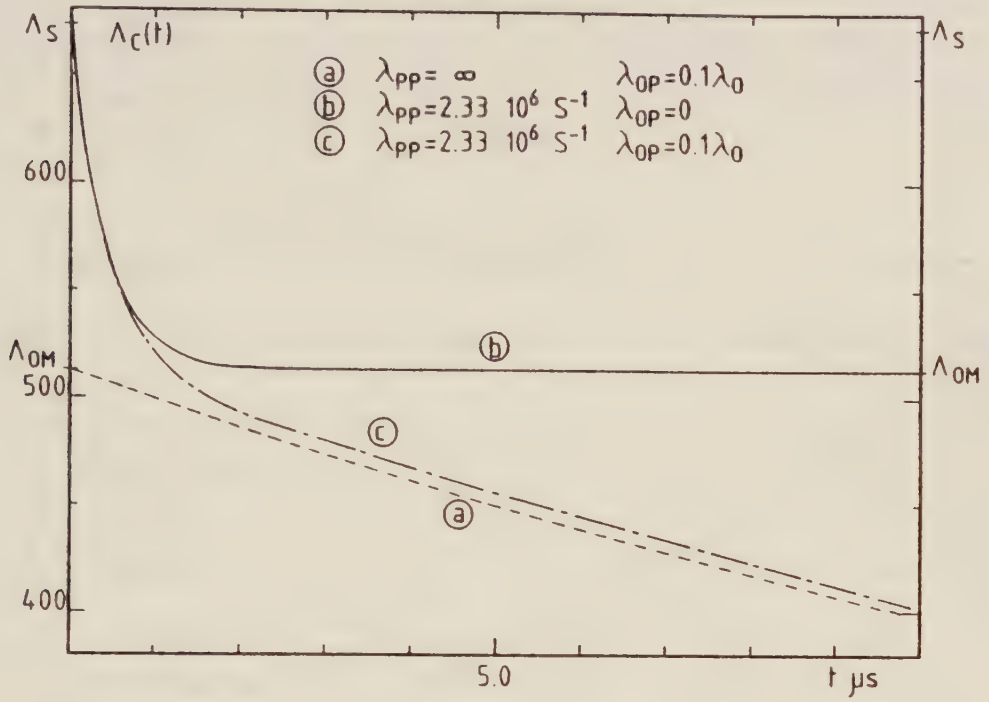


Fig. IV.1 - Taux de capture instantané.

Pour mesurer le taux λ_{OP}, il convient alors d'observer la distribution temporelle avec un retard de 1 μs. Ceci permet de rendre négligeable l'effet de la transition singlet-ortho. En contrepartie, on doit tenir compte de la proportion α de μ^- qui ont atteint l'état para au début de la mesure. Ceci diminue la sensibilité de la vie moyenne à λ_{OP} car ces μ^- n'apportent aucune information sur la transition. Ainsi la formule (47) devient :

$$\Lambda_C(t) = \alpha\,\Lambda_{PM} + (1-\alpha)\left[\Lambda_{PM} + (\Lambda_{OM}-\Lambda_{PM})\,e^{-\lambda_{OP}t}\right] . \qquad (49)$$

et la distribution temporelle :

$$dN_n/dt = \Lambda_C(0)\,e^{-\lambda_0 t}\left[(1-\beta') + \beta'\,e^{-\lambda_{OP}t}\right] . \qquad (50)$$

avec :

$$\beta' = (1-\alpha)(\Lambda_{OM}-\Lambda_{PM})/\Lambda_C(0) .$$

La proportion α d'état PARA ne dépend que des taux de transition λ_{OP} et λ_{PP} et des conditions expérimentales (retard, ...) et peut se calculer en fonction de λ_{OP}. Elle vaut environ $(R-1/\lambda_{PP})\lambda_{OP}$ (voir chapitre précédent) et reste pour des retards inférieurs à 3 µs et pour $\lambda_{OP} \cong 0,1\ \lambda_O$ faible. Sa présence ne diminue que légèrement la sensibilité des mesures.

Dans les conditions expérimentales de l'expérience décrite dans ce travail, α est de l'ordre de $\lambda_{OP}/\lambda_O \cong 0,1$. La variation de la vie moyenne des neutrons τ_n en fonction de λ_{OP} est alors donnée par la figure IV.2. La précision nécessaire $\delta\lambda_{OP} \cong 0,025\ \lambda_O$ est obtenue en mesurant τ_n avec une erreur absolue de 25 ns soit $(1,2.10^{-2})$.

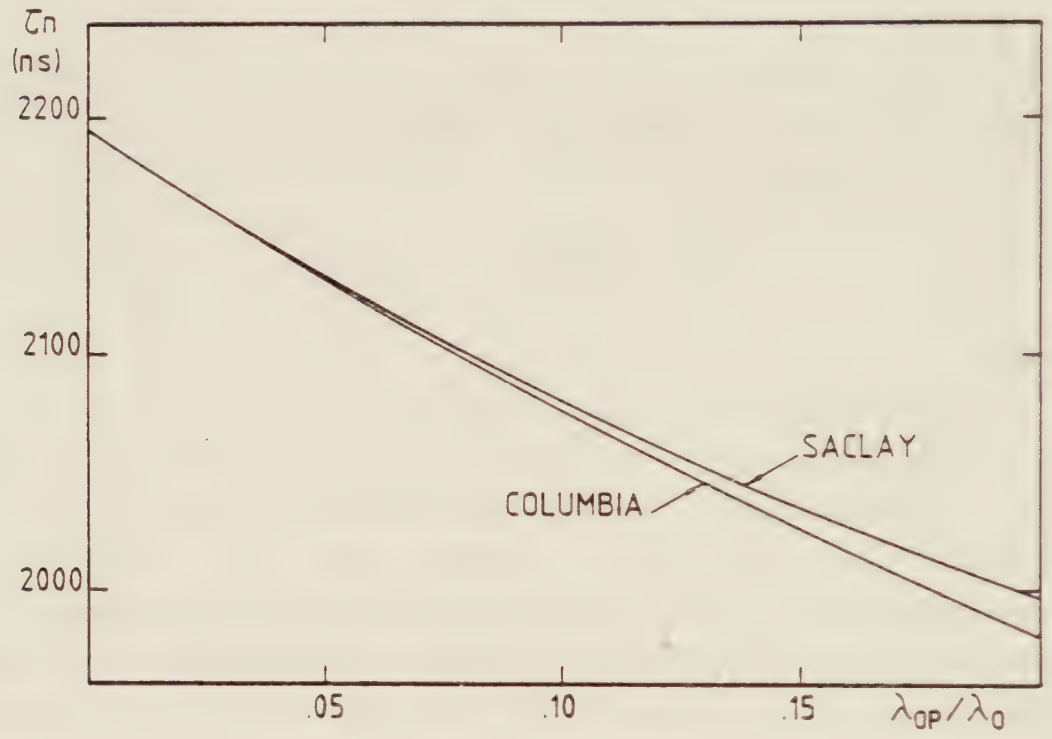


Fig. IV.2 - Vie moyenne des neutrons de capture en fonction du taux de transition ORTHO-PARA.

II. INFORMATIONS ANTERIEURES SUR LA TRANSITION ORTHO-PARA

Ces résultats peuvent être déduits des expériences de Columbia |51, 52| et de Saclay (SCB) |5| destinées à mesurer le taux de capture dans l'hydrogène liquide. Ces expériences, décrites dans le chapitre précédent, permettent par la mesure des distributions temporelles, soit des neutrons de capture (Columbia) soit des électrons de désintégration (SCB) d'obtenir le taux de transition ORTHO-PARA.

1. Expérience Columbia

On mesure le temps entre l'arrivée du μ^- dans la cible et la détection du neutron de capture associé. Le spectre en temps n'est analysé qu'après un retard de 1,2 μs (voir tableau I, Chapitre III). L'effet de la transition SINGLET-ORTHO est négligeable et la proportion initiale d'état PARA ($\alpha \cong 0{,}25\ \lambda_{OP}/\lambda_O$) est plus faible que dans notre expérience. La variation de la vie moyenne des neutrons en fonction de λ_{OP}, pour ces conditions expérimentales, reste cependant comparable (Fig. IV.2). A partir des vies moyennes expérimentales présentées dans le tableau I, on obtient pour le taux de transition :

$$\lambda_{OP}^{Columbia} = 4{,}1(3{,}4).10^4\ s^{-1} \qquad (51)$$

Tableau I - Taux de transition déduits des expériences de Columbia.

Expériences	Réf.	τ_n (μs)	λ_{OP} (s^{-1})
Columbia I	51	2,03(0,16)	$6{,}5(6{,}3).10^4$
Columbia II	52	2,11(0,09)	$3{,}1(4{,}1).10^4$

Cette valeur a été obtenue a posteriori et l'erreur donnée est uniquement statistique. Il est difficile d'estimer les incertitudes systématiques car les articles portent essentiellement sur la mesure du taux absolu de neutrons et non sur leur distribution temporelle. Notons que c'est sur la base de cette valeur, compatible avec un effet nul, que l'on a négligé jusqu'alors le rôle de la transition dans l'interprétation des mesures du taux de capture

2. Expérience SCB

La distribution temporelle des électrons de désintégration est donnée par la formule (41) du chapitre III. En l'absence de transition ($\alpha = 0$, $\beta = 1$, $\lambda_{OP} = 0$), elle est exponentielle $\exp\{-(\lambda_O+\Lambda_{OM})t\}$ et la mesure du taux de capture moyen $\Lambda_C = 1/(\tau_{\mu^-}) - \lambda_O$ donne Λ_{OM}. Si le taux de transition diffère de 0, la distribution n'est plus exponentielle :

$$dN_e/dt = R(t)\ e^{-(\lambda_O+\Lambda_C)t} .$$

La distorsion R(t) se calcule analytiquement en fonction de trois paramètres Λ_{OM}, Λ_{PM}, Λ_{OP} qui se réduisent à un seul Λ_{OP} en remarquant que :

- le rapport $\Lambda_{PM}/\Lambda_{OM}$ est donné
- la mesure du taux de capture moyen Λ_C fournit une contrainte entre Λ_{OM} et λ_{OP} (formule (42)).

L'ajustement de la distribution expérimentale à la forme calculée de R(t) (Fig. IV.3) permet de déterminer λ_{OP}. Les calculs et résultats détaillés sont présentés dans la référence |13| et aboutissent à :

$$\lambda_{OP}^{SCB} = 7,7(2,7).10^4 \ s^{-1} \qquad (52)$$

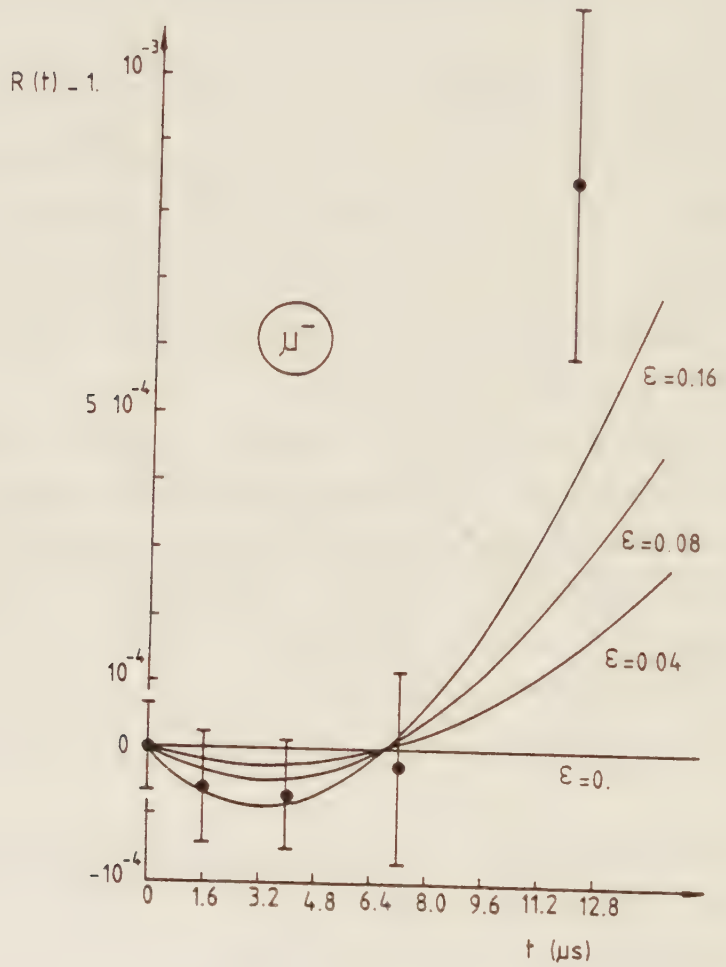


Fig. IV.3 - Distribution temporelle des électrons de désintégration : distorsion par rapport à $\exp\{-(\lambda_0+\Lambda_C)t\}$

L'erreur est principalement statistique. Ceci est partiellement confirmé par un ajustement similaire effectué sur la distribution obtenue en stoppant des μ^+, celle-ci est purement exponentielle $|R(t) = 1|$. Le résultat, portant sur une statistique plus faible est compatible avec 0

$$\lambda_{OP}^{+} = -3,6(3,6).10^{4}\ s^{-1}\ .$$

Cependant il existe une certaine corrélation entre la valeur de λ_{OP}^{SCB} obtenue de cette façon et la valeur Λ_C du taux de capture obtenue à partir des mêmes données. La valeur de λ_{OP} ne peut donc être utilisée avec cette erreur pour corriger Λ_C.

III. CONCLUSION

Les mesures précédentes indiquent un taux de transition voisin de 0,15 λ_O qui conduit à des corrections sur le taux de capture non négligeables devant l'erreur. Elles confirment la nécessité de mesurer plus précisément le taux de transition. L'expérience que nous allons décrire maintenant s'est fixée comme objectif de mesurer la vie moyenne des neutrons avec une erreur absolue de 25 ns soit une erreur relative d'environ $1,2.10^{-2}$.

Deuxième Partie

APPAREILLAGE

Chapitre V

DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Le taux de transition ORTHO-PARA se déduit de la distribution temporelle des neutrons de capture d'énergie 5,2 MeV (voir Chapitre IV). La technique de mesure est celle utilisée à Saclay pour obtenir la distribution temporelle des électrons de désintégration du μ et tire également avantage de la structure pulsée du faisceau de l'ALS (voir Chapitre III) qui permet d'utiliser l'intensité maximale de l'accélérateur. Les μ^- produits par pulse de largeur T_p ($\sim$ quelques μs) sont arrêtés dans une cible d'hydrogène liquide. On mesure le temps entre un signal synchronisé avec la fin du pulse faisceau (Retard R $\cong$ 1 μs) et le neutron de capture. Ces conditions rendent négligeable la proportion d'état μp au début de la mesure et la distribution mesurée est alors donnée par la formule (50) (Chapitre IV). Le calcul de la proportion initiale d'état para qui intervient dans cette formule est fait dans l'annexe.

Cette expression est obtenue en négligeant les taux de capture (Λ_{OM}, Λ_{PM}) devant les autres taux (λ_O, λ_{OP}, λ_{PP}). Elle suppose également que la source de μ ne soit pas régénérée, c'est-à-dire qu'aucun muon ne soit produit après le début de la porte de mesure. Le premier paragraphe montrera que la structure en temps du faisceau de l'ALS est proche des conditions optimales pour un faisceau pulsé. Le choix des différents paramètres liés du faisceau (largeur, retard) sera fait en fonction des exigences précédentes :

- intensité de μ présents au début de la mesure maximale ;
- non régénération de la source ;
- proportion d'état PARA la plus faible possible : les neutrons de capture sur l'état PARA ne contiennent aucune information sur la transition ORTHO-PARA, et doivent être considérés comme un bruit de fond.

Les difficultés liées à la détection des neutrons de capture sont très similaires à celles des expériences de Columbia. Notons toutefois qu'il s'agit ici d'une mesure relative, par conséquent, la connaissance de l'efficacité de détec-

tion des neutrons n'est pas requise. Par contre, la difficulté liée à la faiblesse du taux de capture Λ_C sur l'hydrogène demeure. Il est donc nécessaire de minimiser la proportion de μ^- capturés par des éléments autres que l'hydrogène et qui du fait du taux de capture plus élevé seront une source importante de neutrons de bruit de fond. Ceci intervient dans la conception de *la cible* (décrite dans le deuxième paragraphe) à deux niveaux.

- Les μ^- *stoppés hors de la cible* produisent par capture des neutrons dont la dépendance en temps est $\exp\{-(\lambda_0+\Lambda_C^Z)t\}$. L'appareillage aura une géométrie telle que la plupart des μ^- s'arrêtent dans l'hydrogène liquide (95%), le reste s'arrêtant essentiellement dans des matériaux lourds (les parois de la cible et les collimateurs sont soit en cuivre, soit en plomb). Le taux de capture est alors très grand et la durée de vie de ces muons très courte (165 ns pour le cuivre). Ils auront donc disparu par capture avant que ne débute la mesure. Il ne reste alors qu'à rendre très faible ($< 10^{-4}$) la proportion de μ^- s'arrêtant dans les scintillateurs (composés d'éléments légers : carbone et hydrogène) : ceci s'obtient par une épaisseur des parois de la cible suffisante et par une collimation appropriée.

- *Pureté de l'hydrogène*

Les réactions de transferts aux impuretés contenues dans l'hydrogène conduisent également à la formation d'atomes μZ et donc à la production par capture de neutrons dont la dépendance temporelle $\exp\{-(\lambda_0+\Lambda_C^Z)t\}$ diffère de celle des neutrons de capture sur l'hydrogène. L'effet sur la vie moyenne des neutrons dépend de la proportion d'atomes μZ formés (donc des taux de transfert) et des taux de capture Λ_C^Z. La figure V.1 donne les concentrations atomiques correspondant à un effet de 10 ns sur la vie moyenne des neutrons et montre ainsi que l'on doit obtenir une *contamination inférieure à* 10^{-9} pour les éléments lourds et de quelques 10^{-6} pour le deutérium.

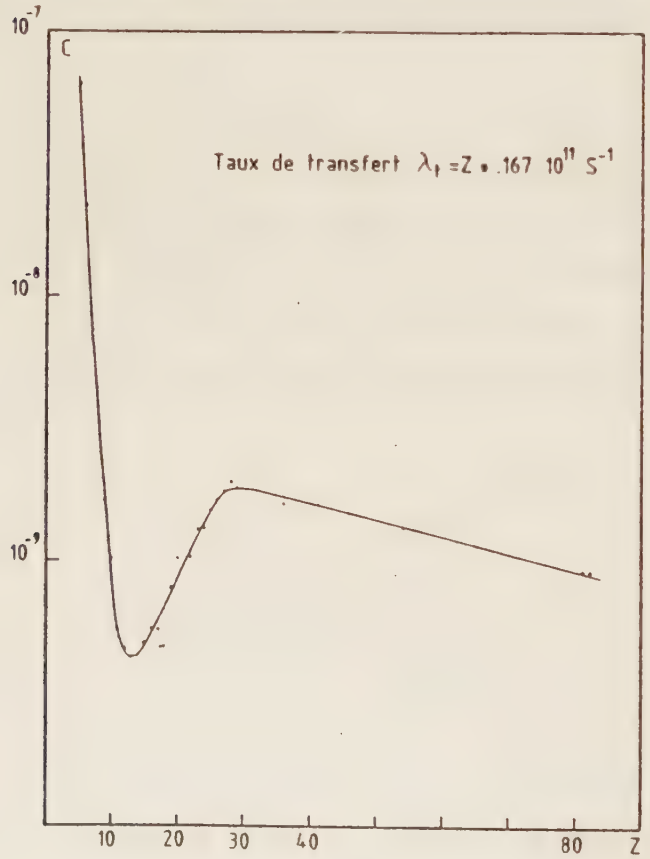


Fig. V.1 - Effet des impuretés.

C : concentration atomique d'impuretés donnant une variation de 10 ns sur la vie moyenne des neutrons de capture.

La faiblesse du taux de capture sur l'hydrogène devant le taux de désintégration ($\Lambda_c/\lambda_0 \cong 10^{-3}$) conditionne *le choix des détecteurs* qui seront décrits dans le paragraphe III. Les électrons de désintégration des muons sont 1000 fois plus nombreux que les neutrons de capture et sont la source d'un bruit de fond important dont la dépendance temporelle, celle des muons ($\sim \exp\{-\lambda_0 t\}$), est insensible à la transition ORTHO-PARA.

Un compteur (E) détectant les électrons et entourant la cible permet d'éliminer les événements en coïncidence avec un électron. Toutefois, la radiation des électrons dans les parois de la cible limite l'efficacité de cet anti-compteur à 70%. Il demeure par conséquent un nombre élevé de photons à rejeter. Dès lors la réjection contre les photons de bremsstrahlung qui demeurent 300 fois plus nombreux que les neutrons de capture, est essentielle. Celle-ci s'effectue en utilisant pour *détecteur neutron (N)* des scintillateurs liquides. La forme de l'impulsion diffère pour un neutron et un photon (ou un électron) et permet une discrimination très efficace.

I. FAISCEAU

1. Caractéristiques du faisceau de muons

Cette expérience a été réalisée sur l'un des deux faisceaux de pions et de muons de l'accélérateur linéaire d'électrons de Saclay (ALS). Les caractéristiques de ces canaux sont décrites en détail dans la référence |55|.

Les pions sont produits par photoproduction au voisinage de la résonance 3/3 par les photons de freinage du faisceau primaire d'électrons (E ≅ 400 MeV) traversant une cible de cuivre d'épaisseur 1 cm. Un canal magnétique accepte les pions émis à 120° (proche du maximum de la section efficace de photoproduction). Ce canal est constitué de deux aimants A_1 et A_2 séparés par une série de sept quadrupôles. Le faisceau est focalisé après l'aimant A_2 par deux quadrupôles. Le premier aimant accepte des pions d'impulsion 80 MeV/c qui se désintègrent en vol sur toute la longueur du canal de quadrupôle (4 m). On sélectionne par le deuxième aimant A_2 les muons qui sont émis vers l'avant dans le centre de masse et d'impulsion 98 MeV/c (E_μ = 38,5 MeV). Le faisceau de muon obtenu a typiquement une section de 10 × 6 cm et une intensité de 18 000 μ/seconde (pour une intensité moyenne d'électron de 180 μA : conditions de notre expérience). La largeur à mi-hauteur de la courbe de parcours est d'environ 2,5 g de cuivre.

2. Structure en temps

La structure en temps du faisceau de l'ALS est particulièrement adaptée à la mesure des distributions temporelles des électrons de $\mu \to e\nu\bar{\nu}$ aussi bien que celle des neutrons de capture de $\mu p \to n\nu_\mu$.

En effet, pour un faisceau pulsé, le nombre de muons présents à la fin de l'impulsion faisceau de largeur T_p est donnée par $N_\mu = (1 - \exp\{-\lambda_0 T_p\})/\lambda_0$. Clairement, on gagne peu quand T_p excède 1 à 2 τ_0.

D'autre part, on veut observer la distribution temporelle pendant 50 à 60 µs (de manière à déterminer et soustraire les composantes lentes du bruit de fond) : un intervalle de 100 µs entre deux pulses est donc souhaitable.

Ces conditions sont bien réalisées à Saclay où il est possible d'obtenir des pulses d'électron de largeur 3 µs à un taux de répétition de 3000 Hz. (L'intensité crête est de 20 mA.) La mesure des distributions temporelles débute 1,5 µs après la fin du pulse. Ce retard (combiné à la durée du pulse) est suffisamment grand pour permettre la formation quasi totale des molécules pµp et suffisamment petit pour que la proportion d'état PARA déjà formé au début de la mesure reste faible ($\alpha \cong 0{,}95\ \lambda_{OP}/\lambda_O$ soit environ 10% pour $\lambda_{OP}/\lambda_O = 0{,}1$).

Afin d'éviter toute régénération, une attention particulière est portée, lors du réglage de l'accélérateur, au timing relatif de l'injection des électrons et de la puissance hyperfréquence (HF = 3000 MHz) appliquée aux cavités accélératrices. On s'assure ainsi que le champ HF soit suffisamment bas au moment où débute la mesure pour qu'aucun électron ne puisse plus être accéléré. On obtient ainsi un pulse quasi rectangulaire, le temps de descente étant réduit à moins de 100 ns.

Différents éléments permettent de mesurer et contrôler les caractéristiques du faisceau :

- Un mesureur à ferrite, situé avant la cible de production de pions, donne un signal proportionnel à l'intensité du courant d'électron qui le traverse. Il permet de mesurer la largeur et l'intensité du faisceau.

- Un plastique scintillant est placé près de la cible de production. Il est vu par un photomultiplicateur qui est saturé durant le pulse faisceau mais qui donne par contre la fin du pulse avec précision.

- Un signal logique "SYNCHRO FAISCEAU" arrivant 5 µs avant le début du pulse sera également utilisé.

II. CIBLE

1. Géométrie : nombre de μ^- stoppés hors de la cible

La cible est identique à celle utilisée pour la mesure des vies moyennes du μ^+ et du μ^- réalisée à Saclay | 5 | et dont la géométrie (Fig. V.2) permet de réduire l'effet des μ^- stoppés hors de la cible à un niveau acceptable.

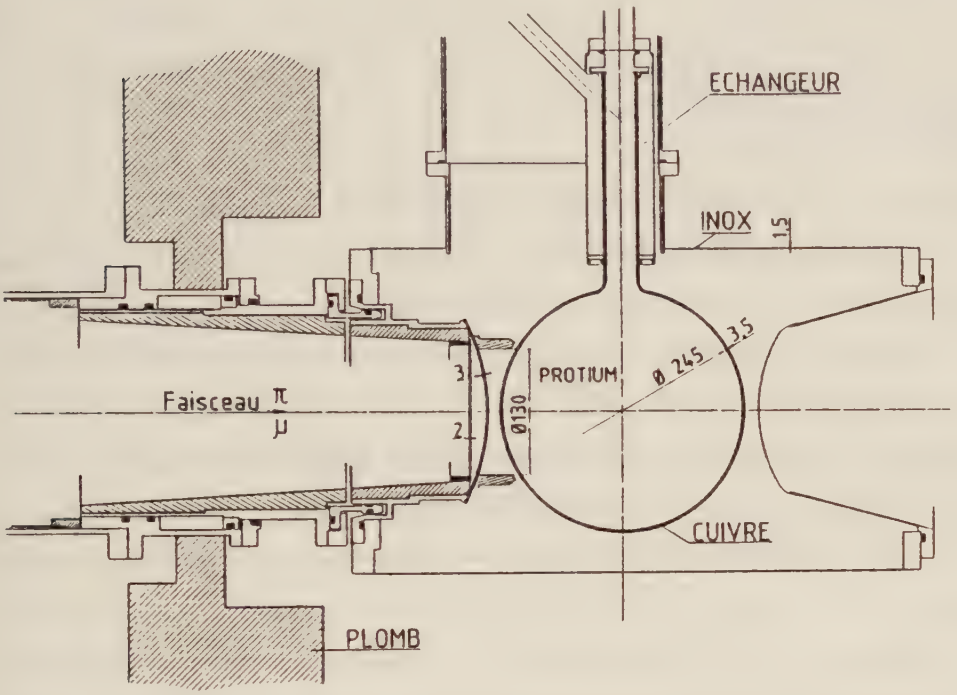


Figure V.2
Appareillage

L'hydrogène liquide est contenu dans une sphère de cuivre de diamètre 245 mm (volume 7,7 l, épaisseur des parois 3,5 mm). L'épaisseur d'hydrogène est donc de 1,7 g/cm², ce qui permet de couvrir la courbe de parcours des muons (plus de 95% des muons sont stoppés dans l'hydrogène ainsi que le montre la figure V.3).

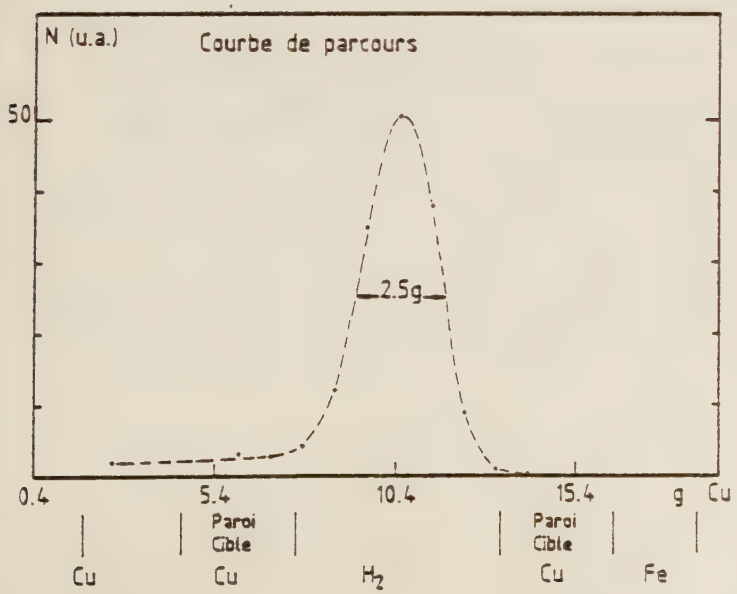


Figure V.3
Courbe de parcours des μ^-

Un absorbeur de 5 mm en cuivre permet de stopper les μ^- au centre de la cible. La cible est entourée par une chambre à vide cylindrique en acier (diamètre 330 mm, épaisseur 1,5 mm). Ces deux parois (cuivre + acier) permettent de stopper la quasi-totalité des μ^- restants.

La proportion ε des muons sortant de la cible et s'arrêtant dans les compteurs est de quelques 10^{-5} et a été mesurée dans une expérience préliminaire décrite plus en détail dans les références |13,56|. Pour cela, on a simulé la cible d'hydrogène par une cible composée de lames de plexiglass espacées régulièrement et donnant le même pouvoir d'arrêt que l'hydrogène liquide. On a pu ainsi déterminer ε en fonction des différents paramètres géométriques de la cible (épaisseur des parois, dimensions des collimateurs et de la cible). Ces mesures qui ont conduit au dessin final de la cible donnent une proportion de μ stoppés dans les compteurs inférieure à 5.10^{-5}. Cette valeur est confirmée par une mesure |5, 13| où des électrons ont été enregistrés cible vide. Le spectre obtenu montre une composante de temps de vie 1,9 μs due aux μ^- stoppant dans les compteurs. La comparaison avec la mesure cible pleine donne une proportion ε de 3.10^{-4}. A partir des courbes de parcours et des résultats de la mesure préliminaire on estime que la proportion de μ^- arrêtés dans les compteurs cible pleine est réduite d'un facteur 10 par rapport à la cible vide. On retrouve donc la valeur précédente $\varepsilon = 5.10^{-5}$.

2. Pureté de l'hydrogène

Pour obtenir le degré de pureté nécessaire, on utilise de l'hydrogène dont la concentration en deutérium est très faible (PROTIUM : quelques ppm de deutérium). Le passage dans un filtre au palladium permet de réduire la concentration des autres impuretés au niveau de 10^{-10} |57|. L'hydrogène très pur est alors introduit dans la cible où il se liquéfie au contact d'un échangeur. Pour éviter toute contamination ultérieure de l'hydrogène, il est nécessaire que, durant la période de remplissage puis durant l'expérience, le dégazage de la cible ainsi que des éléments situés en aval du filtre n'induisent pas de contamination du protium. Le schéma de l'installation est donné dans la figure V.4. On pourra trouver une description plus complète dans les références 58 et 59.

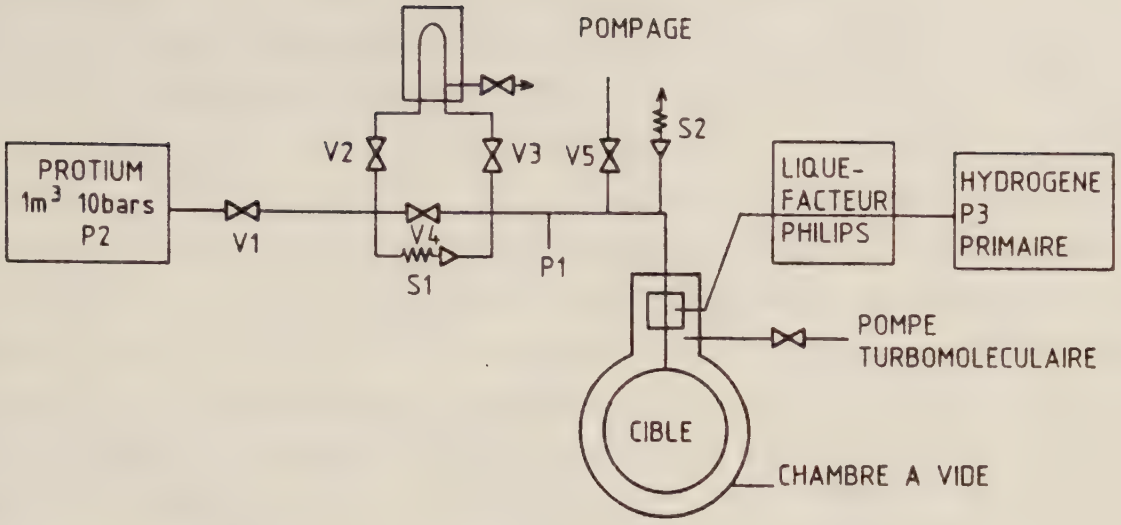


Fig. V.4 - Circuits de pompage et de remplissage de la cible.

P_1, P_2, P_3 : mesures de pression.

V_1, V_2, V_3 : vannes.

S_1, S_2, S_3 : vannes de sécurité.

Pour réduire les effets de *dégazage résiduel*, la paroi interne de la cible de cuivre a été polie électrolytiquement. Toutes les autres surfaces sont métalliques et étuvables. Enfin, on utilise un système de pompage cryogénique. Celui-ci est constitué d'une pompe à zéolithe fonctionnant à la température de l'azote liquide qui permet d'obtenir un vide de 10^{-3} Torr et d'une pompe cryogénique à 4,2°K. Pendant la durée du pompage les canalisations sont chauffées à 200°, la cible à 50° et le filtre à 150°. On obtient ainsi après cet étuvage sous vide, qui dure environ 10 jours, un vide inférieur à 10^{-7} Torr.

Le taux de dégazage résiduel est obtenu en mesurant la remontée de pression P_1 lorsque le pompage est isolé. Un spectromètre de masse permet en outre d'évaluer les différentes composantes. On obtient les résultats suivants :

- Cible seule à 30°C (vanne V_3, V_4, V_5 fermées). La remontée de pression est de $0{,}86.10^{-4}$ Torr/jour (soit traduit en concentration d'impuretés : $0{,}75.10^{-10}$/jour). L'analyse par spectrométrie donne une proportion d'hydrogène d'environ 50%. On obtient ainsi pour une expérience de 10 jours une contamination de $0{,}8.10^{-9}$ tout à fait tolérable. Cette valeur est de plus une limite supérieure qui ne tient pas compte de la présence d'hydrogène et de ce que le dégazage est vraisemblablement beaucoup plus faible à la température de l'hydrogène liquide.

- Cible à 30°C + filtre au palladium à 180°C (Vannes V_4, V_5 fermées). On obtient $1,4.10^{-3}$ Torr/jour (concentration $1,3.10^{-9}$/jour) dont plus de 70% d'hydrogène. Comme le filtre n'est connecté que pendant le remplissage de la cible (15 heures) on obtient pour limite supérieure de la contamination $0,8.10^{-3}$.

Ces limites supérieures montrent que l'on peut préserver à un niveau suffisant la *pureté initiale de l'hydrogène utilisé*. Le protium a une concentration en deutérium mesurée par spectrométrie de masse de $C_D = (2,7 \pm 0,1)$ ppm (pour l'hydrogène commercial cette concentration est de l'ordre de 100 ppm). Différentes analyses du protium effectuées périodiquement par spectrométrie de masse ou chromatographie font apparaître la présence d'autres impuretés (oxygène, azote, néon) au niveau de 100 ppm. Elles sont éliminées en faisant diffuser l'hydrogène au travers d'une membrane argent palladium portée à une température maximale de 300°C et une différence de pression de 15 bars. Le débit du filtre (construit par Jonhson Matthey) à 250° et 10 bars est de 0,2 l/seconde.

Son efficacité a été testée en établissant une pression de 5 bars de néon en amont du filtre (180°C). La remontée de pression en aval est identique à celle mesurée précédemment soit $1,4.10^{-3}$ Torr/jour et montre que la transparence du filtre aux impuretés autres que le deutérium est négligeable.

3. Système de liquéfaction

Le protium est liquéfié dans un échangeur en cuivre de 140 cm² alimenté en hydrogène liquide par un reliquéfacteur (type PPH 110 Philips) de puissance 50 W. Ce circuit primaire comprend un réservoir d'hydrogène gazeux à 2 bars qui est liquéfié sur la tête du liquéfacteur et conduit par gravité jusqu'à l'échangeur. Le protium liquéfié s'écoule également par gravité dans la sphère de cuivre qui constitue la cible. Un vide d'isolement de 10^{-6} torr est réalisé dans la chambre à cible par une pompe turbomoléculaire. La cible est dorée extérieurement pour réduire les pertes par radiation.

Les différentes phases du refroidissement et du remplissage de la cible sont les suivantes (Fig. V.5) :

- refroidissement de la tête du liquéfacteur et de l'échangeur (30 mn), on arrête alors le pompage de la cible (vanne V_5 fermée) ;
- refroidissement de la cible (4 h 30). On accélère ce processus en introduisant du protium dans la cible (ouverture des vannes V_1, V_2, V_3, filtre à 150°C pendant 30 mn) ;
- liquéfaction du protium (12 h). La température du filtre est de 250 à 300°C.

La pression P_2 dans le réservoir de protium (1 m³) tombe alors de 10 à 4,2 bars. On isole alors le filtre (fermeture de V_2 et V_3).

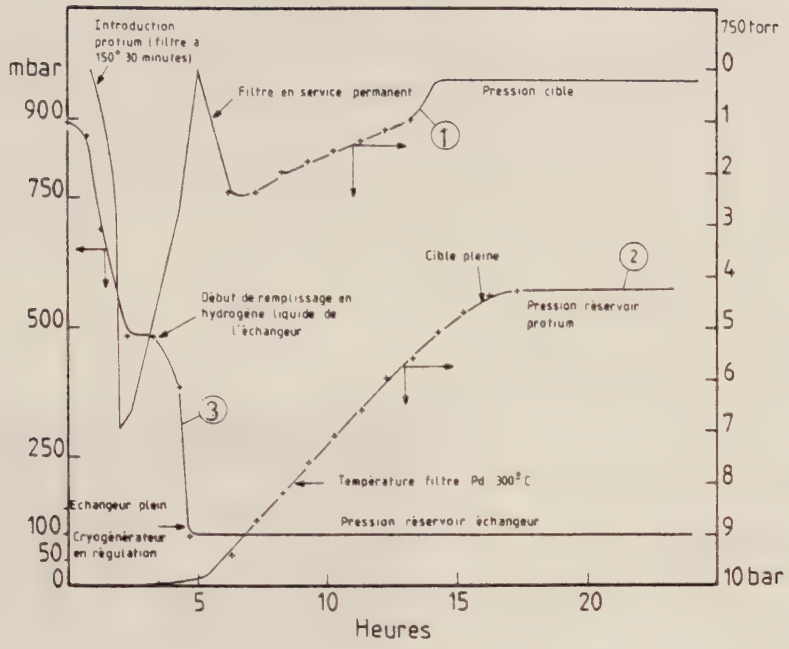


Fig. V.5 - Evolution des pressions pendant la période de remplissage : sur la cible (courbe 1) ; sur le réservoir de stockage du protium (courbe 2) ; sur le réservoir alimentant l'échangeur (courbe 3).

III. DETECTEURS

Le schéma du dispositif expérimental est présenté sur la figure V.6.

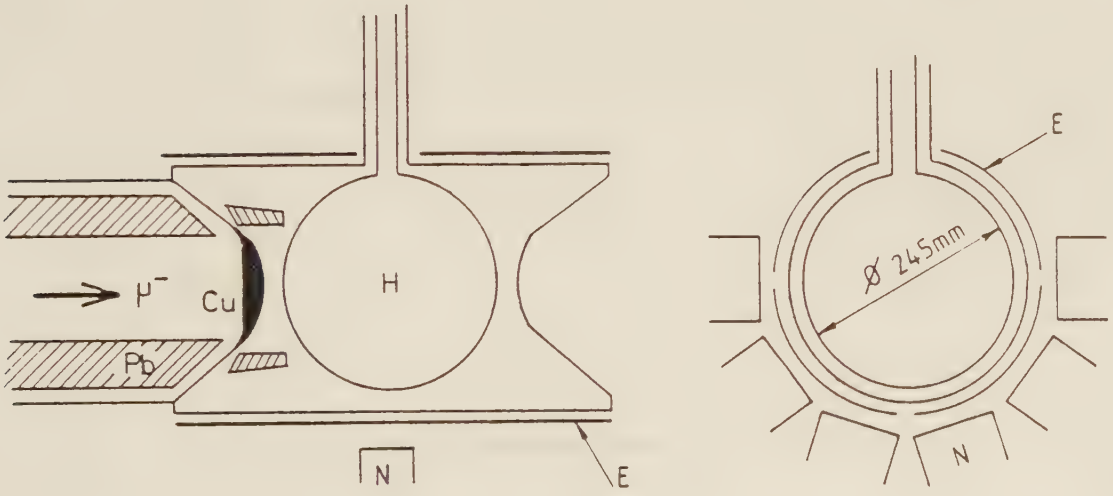


Fig. V.6 - Dispositif expérimental

Un détecteur d'électrons (E) cylindrique formé de quatre scintillateurs plastiques de 5 mm d'épaisseur entoure la cible. Il est destiné à mettre tout signal d'électron en anticoïncidence sur le détecteur de neutrons.

Six détecteurs neutrons sont disposés autour de la cible après l'atni électron. Ce sont des cylindres (ϕ = 15 cm, épaisseur 10 cm) de scintillateurs liquides NE213 (Nuclear Enterprise) équipés de photomultiplicateurs XP2050 (RTC). On observe la quantité de lumière produite par la scintillation de particules chargées. La détection des neutrons se fait donc par celle des protons de recul et celle des photons par la détection des électrons Compton.

La discrimination entre neutrons (ou protons) et photon (ou électron) s'effectue en analysant la forme de l'impulsion lumineuse. Une saturation de la quantité de lumière se produit lorsque la perte d'énergie par unité de longueur devient trop importante. Pour des protons de faible énergie, cet effet est important : il est presque inexistant pour des électrons comme le montre la figure V.7 qui donne ainsi la correspondance entre énergie de proton et énergie d'électron |60|.

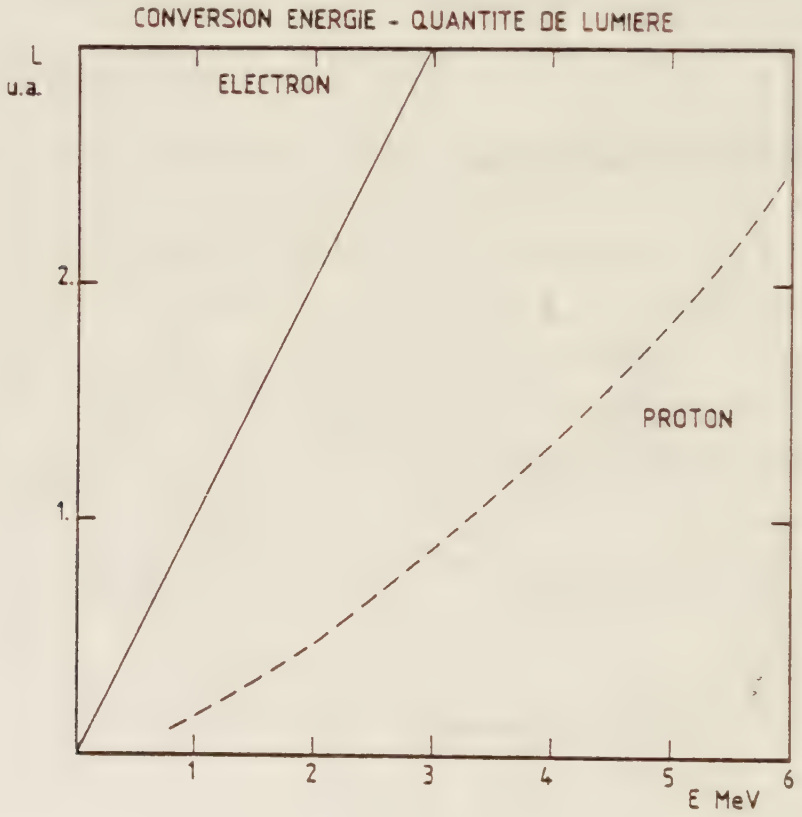


Fig. V.7 - Quantité de lumière émise par un proton et un électron dans un scintillateur liquide NE213

Cet effet de saturation se produit pour les composantes rapides de l'impulsion lumineuse (qq ns) mais n'affecte guère les composantes lentes (~ 100 ns). Il se traduit donc par une différence de forme des impulsions proton et électron (Fig. V.8) qui permet de les distinguer.

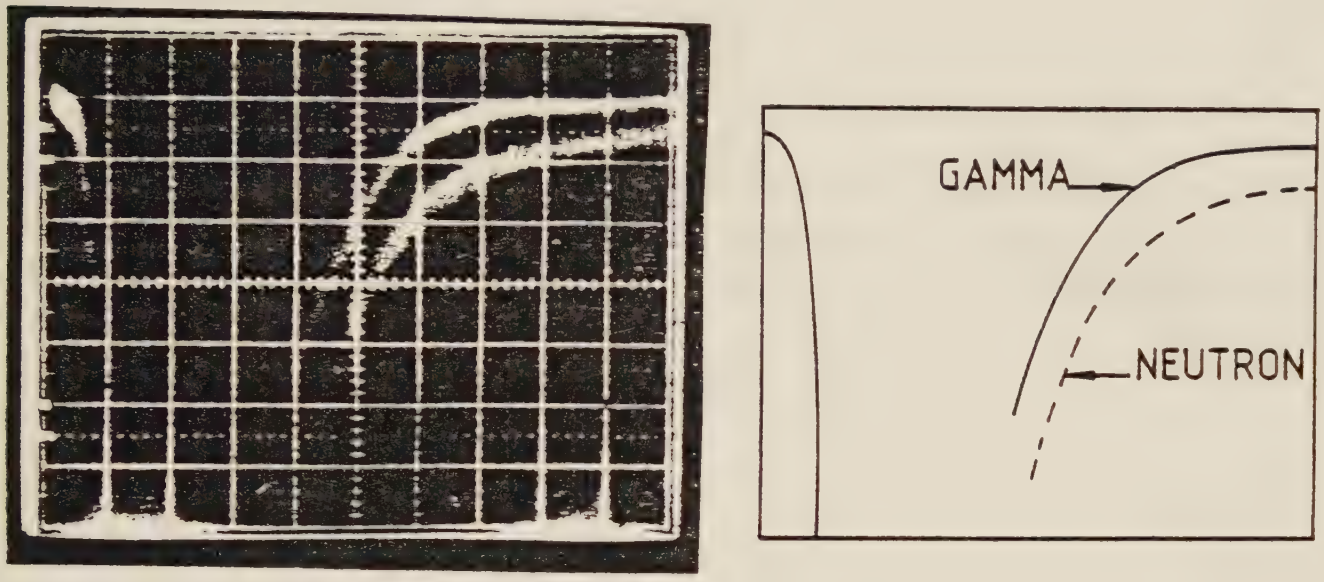


Fig. V.8 - Différence de forme entre un neutron et un gamma de même amplitude totale.

Chapitre VI

ELECTRONIQUE ET ACQUISITION

Le traitement électronique des signaux provenant des différents compteurs a pour but de sélectionner les informations nécessaires à l'analyse. Le dispositif électronique schématisé dans la figure VI.1 répond à trois fonctions principales :

- mesure de la distribution temporelle,
- séparation neutron-gamma,
- sélection des événements.

Les informations sélectionnées sont digitalisées et stockées dans des tiroirs modulaires CAMAC qui servent de mémoire intermédiaire entre l'électronique et un calculateur PDP 11/45. Lorsque le codage des informations est terminé, un ordre d'appel commande leur transfert au calculateur et leur stockage ultérieur sur bande magnétique.

I. MESURE DE LA DISTRIBUTION TEMPORELLE DES NEUTRONS

Le principe est de mesurer le temps entre un signal synchronisé avec la fin du pulse (signal FP) et un événement neutron (signal PIL : pilote).

FP est obtenu en différentiant le signal ferrite (reproduisant la forme du pulse faisceau) et en injectant le résultat dans un discriminateur qui sélectionne le signal correspondant à la fin du pulse. La coïncidence avec le signal synchro machine (S) retardé permet de se protéger contre un déclenchement prématuré de FP dû par exemple à une forme du faisceau non rectangulaire. Le diagramme en temps de ces différents signaux est donné figure VI.2.

FP ouvre la porte d'observation des neutrons (G_N de durée $\cong$ 65 µs) et déclenche un chronomètre. Celui-ci est arrêté par le signal PIL : coïncidence entre la porte neutron G_N et un événement vu dans l'un des détecteurs neutron.

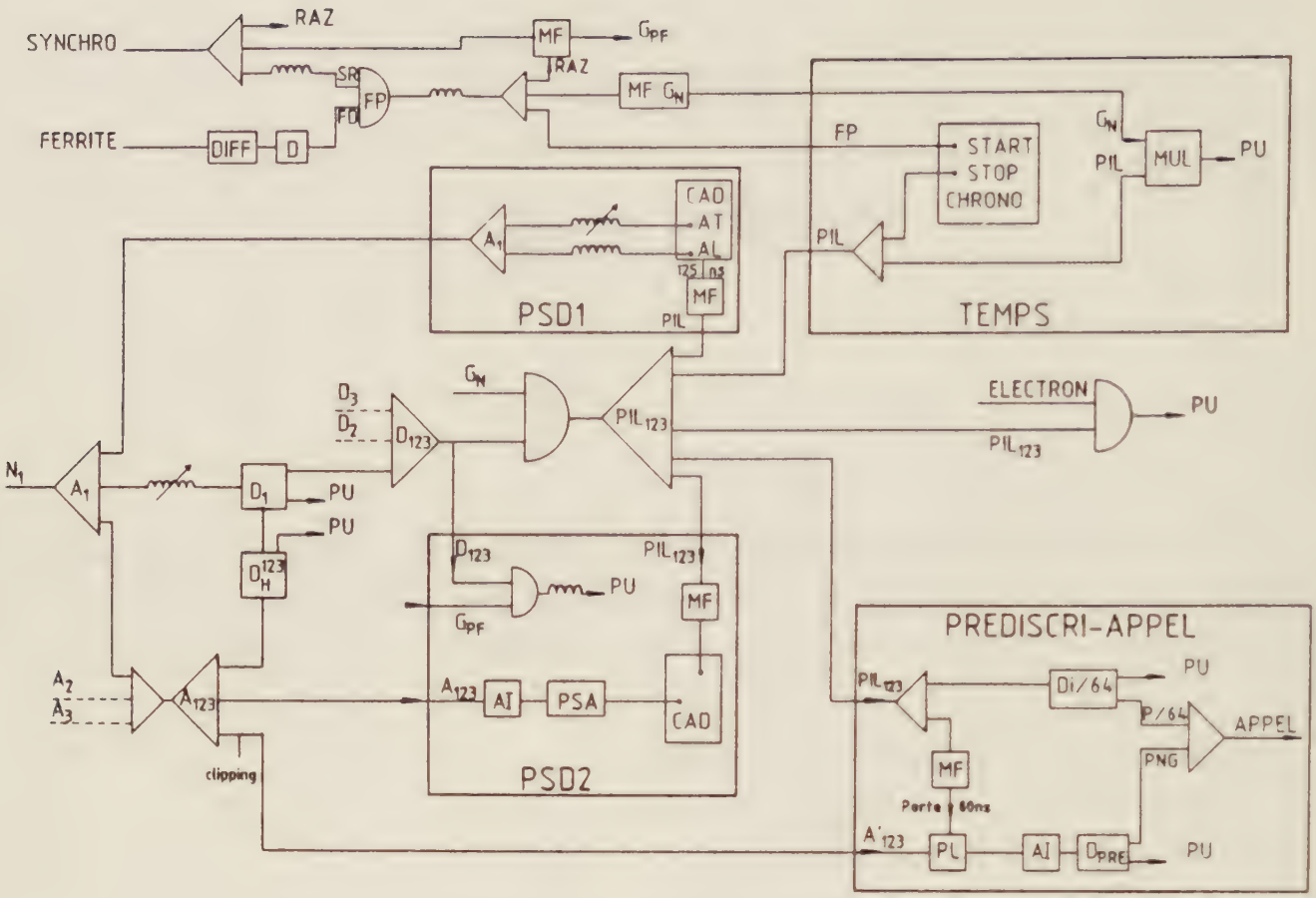


Fig. VI.1 - Schéma des circuits électroniques

D : discriminateur ; PSA : analyseur de forme : AI : ampli intégrateur ; CAD : codeur d'amplitude ; MUL : réjection des multiples

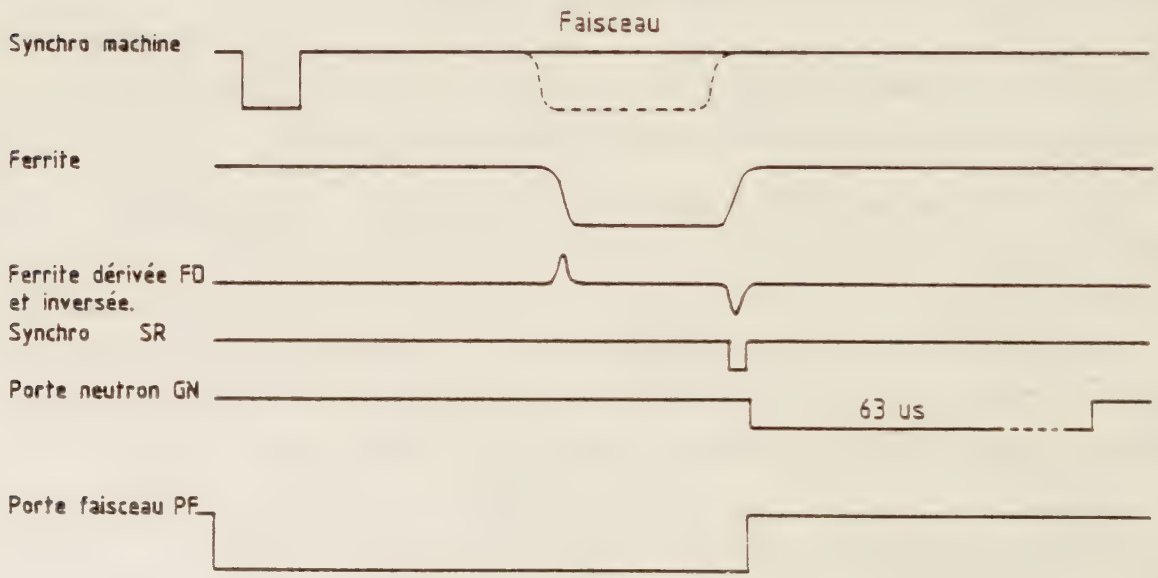


Fig. VI.2 - Diagramme temporel des signaux servant à la fabrication de la porte neutron

Les chronomètres sont identiques à ceux utilisés pour la mesure de τ_{μ^-} et τ_{μ^+} de Saclay [5]. Leur stabilité et leur calibration ont donc été testées à un niveau très supérieur à ce dont nous avons besoin [13]. Un chronomètre est en fait une échelle CAMAC (500 MHz 16 bits) qui compte les impulsions produites par un générateur 500 MHz piloté par un quartz (stabilité de 10^{-5}). L'étalonnage absolu donne une largeur de canal de 1,99989(1) ns soit une fréquence réelle de 500,027(0,003) MHz.

Réjection des multiples : le chronomètre ne peut accepter qu'un seul événement par porte et ceci impose de ne retenir que les pulses où l'on a un seul pilote. En effet, pour une distribution exponentielle en $e^{-\lambda t}$, on peut montrer que la distribution en temps du premier événement pour une porte qui en compte n est $e^{-n\lambda t}$. On ne retrouve la distribution initiale que si l'on ne retient que les portes pour lesquelles n = 1. La réjection des multiples permet donc de mesurer avec *un seul chronomètre* par compteur la distribution *exacte*. Ceci est rendu possible sans perte d'événements excessive par le faible taux de pilotes par pulse ($\cong 3.10^{-2}$). La perte due au rejet des multiples est alors de $1,6.10^{-2}$.

La réjection est assurée par un tiroir "détecteur de multiples" qui donne un signal au deuxième événement parvenant dans la porte neutron. Ce signal (MUL) envoyé sur un registre de configuration (PU) permettra à l'analyse le rejet de ces événements.

II. DISCRIMINATION NEUTRON-GAMMA

Deux procédés (PSD1 et PSD2) sont utilisés pour analyser la forme de l'impulsion provenant du scintillateur liquide et pour discriminer entre neutron et photon. Cette analyse n'ayant plus de sens lorsque l'impulsion est distordue par la saturation des circuits électroniques, on rejette les événements de grande énergie par un discriminateur D_H dont le seuil est à environ 6 MeV électron. De plus le temps de relaxation de certains circuits après saturation étant de l'ordre de quelques µs, on étend le rejet des D_H à une période de 50 µs avant le début de la porte neutron.

a) PSD1

Cette technique consiste à séparer les composantes rapides (~ 10 ns) de l'impulsion sensibles à la saturation lumineuse, des composantes lentes (> 100 ns). Pour cela, on compare les amplitudes (AT et AL) mesurées dans deux portes de largeur équivalente (~ 125 ns).

AT est prompte et mesure donc l'énergie de la particule,

AL est retardée (80 ns) pour ne mesurer que la composante lente.

On utilise alors le rapport AL/AT comme paramètre de discrimination.

Le choix des largeurs et retards est dicté, outre les constantes de temps du photomultiplicateur (20 ns), par les considérations suivantes :

- La largeur choisie assure une bonne collection de photoélectrons et minimise l'effet du bruit du photomultiplicateur. Notons qu'une largeur excessive augmente l'effet des empilements (deuxième impulsion arrivant dans la partie lente d'une première). Cette distorsion est la principale limitation au pouvoir de discrimination.

- Le retard est choisi pour optimiser la séparation n-γ, un retard faible donne une meilleure résolution sur AL mais une moins bonne séparation neutron-gamma (et vice-versa).

Pour les réglages retenus (Fig. VI. 3a) on obtient les résultats suivants :

- Le rapport $(AL/AT)_\gamma$ pour un gamma ne varie pas en fonction de l'énergie (mesurée par AT) et vaut 0,19.

- La séparation n-γ, mesurée par le rapport AL_n/AL_γ des amplitudes lentes neutrons et gammas diminue quand l'énergie augmente (Fig. VI. 4). Ceci confirme que la saturation de la lumière est un effet essentiellement non relativiste qui diminue lorsque l'énergie augmente (voir figure V . 7). Le rapport varie de 1,6 à 1,3 lorsque l'énergie passe de 0,3 MeV à 3,3 MeV électron.

- Le rapport r = AL/AT permet ainsi de séparer neutron et gamma. Comme r dépend de l'énergie pour les neutrons (constant pour un gamma) on utilise en fait une autre variable PSD1 construite à partir de r où cette dépendance a été annulée. Ceci permet, pour éliminer les gammas, de mettre des coupures indépendantes de l'énergie. La figure VI.5 montre la qualité de la discrimination obtenue avec une source neutron-gamma de Po-Be.

- On utilise couramment pour mesurer la qualité de la discrimination le facteur Q défini comme le rapport entre la distance des pics neutrons et gamma et la somme des demis largeurs des pics. Le facteur représenté sur la figure VI.4 , est à peu près constant en fonction de l'énergie (sauf à basse énergie) et vaut Q = 3,7. La moins bonne séparation des pics à haute énergie (courbe AL_n/AT_γ) est compensée par une meilleure résolution en amplitude.

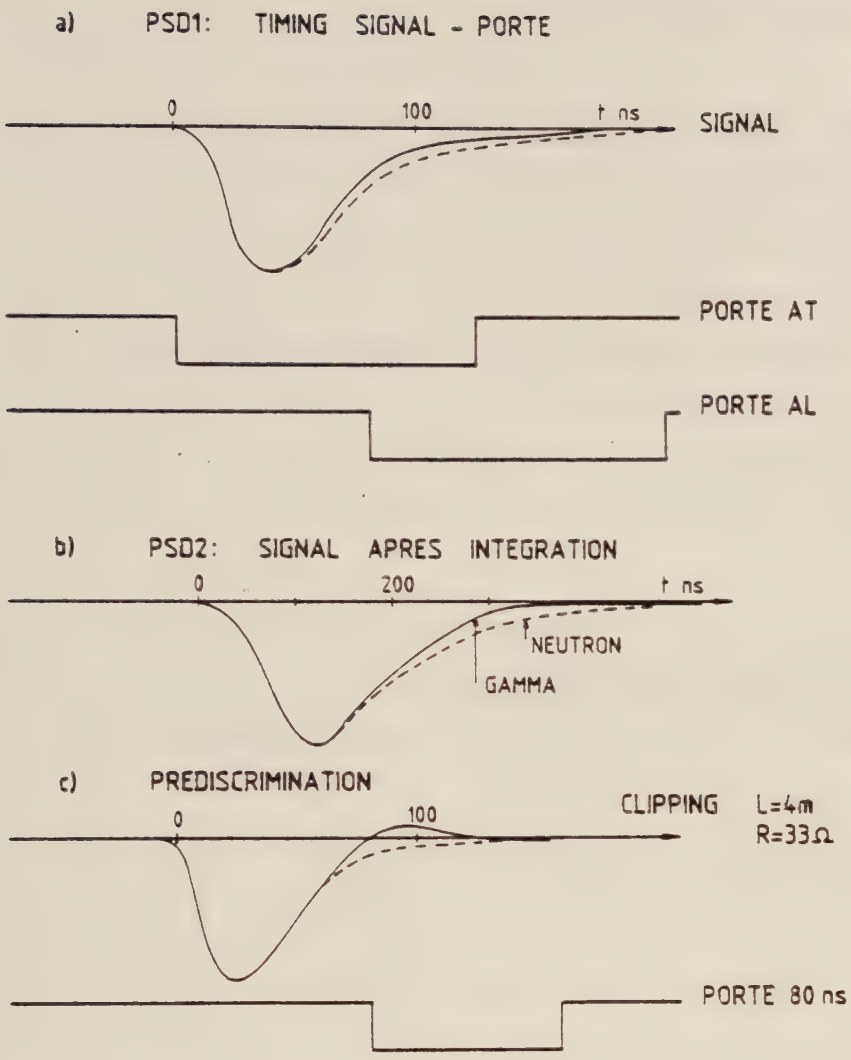


Figure VI.3

Signaux analogiques servant à la discrimination neutron-gamma

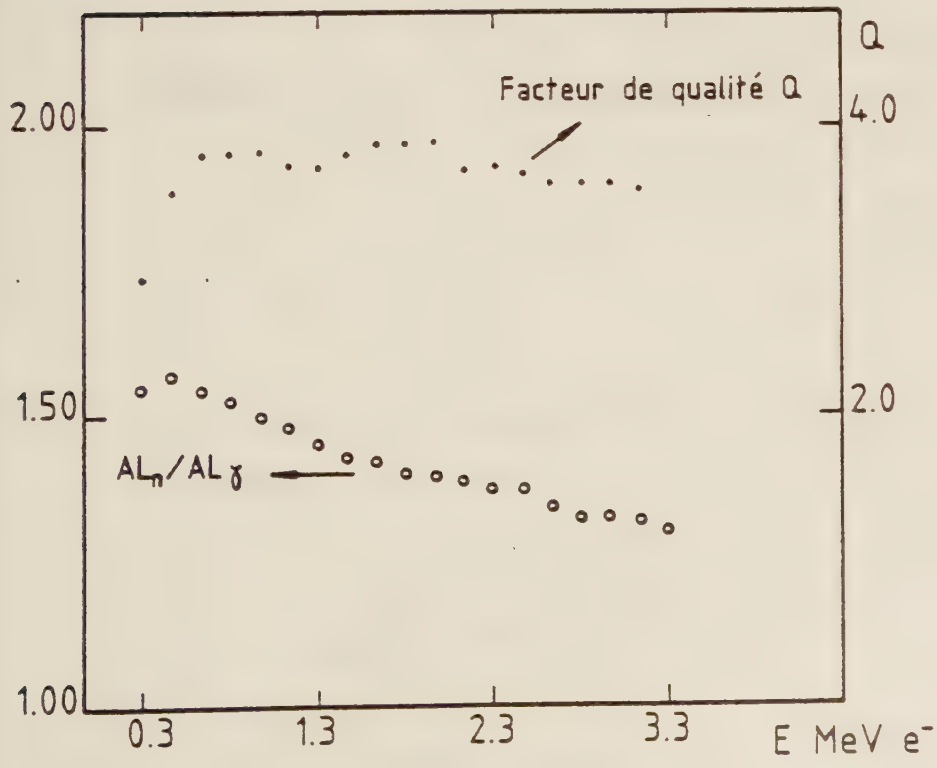


Figure VI.4

Qualité de la séparation et de la discrimination neutron-gamma (PSD1)

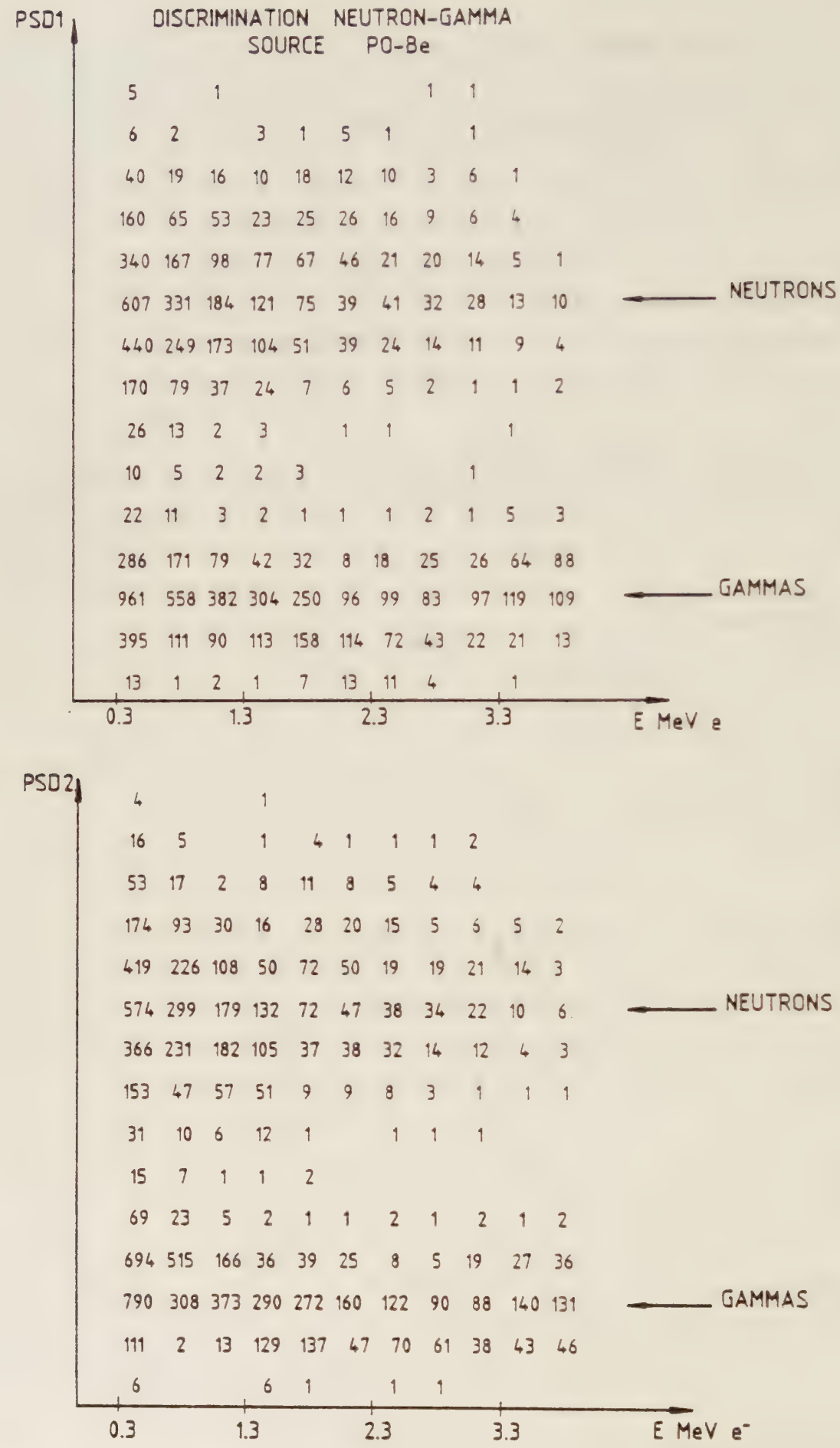


Fig. VI.5 - Séparation neutron-gamma

b) PSD2

Dans notre expérience, la limitation essentielle au pouvoir de discrimination est due aux empilements. Dans le but de réduire cet effet, nous avons choisi d'utiliser un deuxième procédé de séparation n-γ (PSD2) basé sur une autre technique : on mesure le temps de décroissance (90% à 10%) de l'impulsion. On utilise pour cela l'analyseur de forme PSA 458 (ORTEC) qui associé à un ampli intégrateur (Fig. VI.3b) mesure le temps de décroissance et le convertit en amplitude (PSD2). La séparation est équivalente à celle de PSD1, sauf près du seuil ainsi que le montre les résultats obtenus avec la source de Po-Be (Fig. VI.5b). La figure VI.6 donne elle la distribution dans le plan PSD1/PSD2.

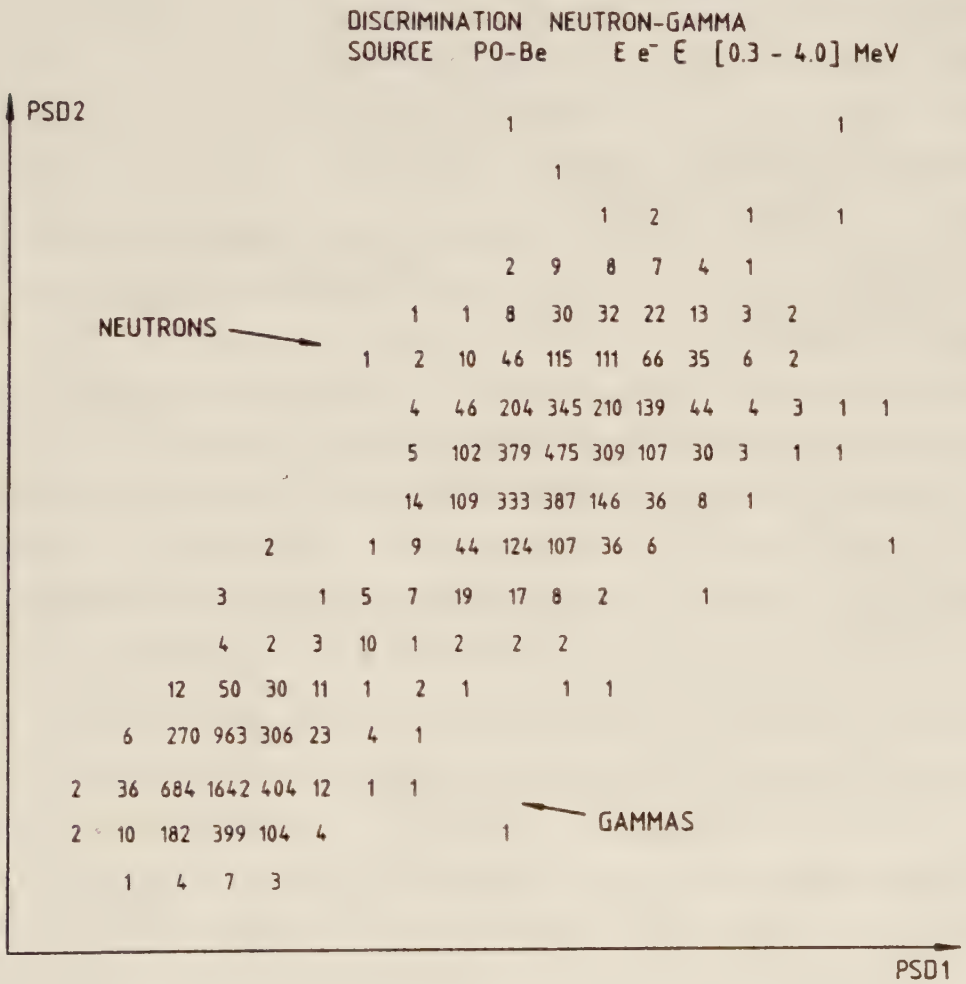


Fig. VI.6 - Séparation neutron-gamma

La conversion temps-amplitude de l'ORTEC est lente (4 µs) et l'information PSD2 ne peut être utilisée pour des événements multiples. De ce fait, outre le rejet des multiples dans la porte G_N, nous avons dû introduire une mesure des "multiples" dans une porte précédant G_N dite porte faisceau (PF, figure VI.2).

Ceci nous conduit à deux types d'événements :

- NPF (Non Porte Faisceau) pour lequel aucun signal n'a été vu pendant la porte faisceau. On peut utiliser les deux critères PSD1 et PSD2 sans distorsion du spectre en temps.

- PF (Porte Faisceau). On ne peut utiliser que PSD1.

c) Pouvoir de discrimination

Les deux techniques de discrimination permettent d'obtenir un taux de réjection des photons d'environ 10^{-5} pour la gamme d'énergie considérée (0,3 à 5 MeV e^-). Des tests avec une source gamma de ^{60}Co (taux 0,13 coups/porte de 50 µs) donnent $(1,3 \pm 2,1).10^{-5}$. Toutefois cette réjection est obtenue pour des taux de comptage relativement faibles et deux effets peuvent la détériorer :

- saturation des circuits électroniques : ceci amène à rejeter les cas où une grande impulsion (> 6 MeV e^-) est produite pendant la porte neutron et dans les 50 µs précédentes ;

- empilement : si un deuxième photon se superpose à l'amplitude lente $(AL_1)_\gamma$ d'un premier, la valeur de (AL_1/AT_1) peut se confondre avec celle d'un neutron. On s'attend cependant à ce que la réponse des deux systèmes soit différente pour de telles impulsions. Nous montrerons ultérieurement, lors de l'analyse des neutrons de capture que l'utilisation de PSD1 et PSD2 permet de s'affranchir efficacement des effets d'empilements. La réjection obtenue dans les conditions de l'expérience demeurera voisine de 10^{-5} soit $(1,5 \pm 0,9).10^{-5}$.

III. SELECTION DES EVENEMENTS : APPEL CALCULATEUR

Les neutrons de capture ne représentent qu'une faible fraction ($\sim 10^{-3}$) du nombre total d'événements vus par le détecteur neutron : la majorité étant constituée d'électrons et de photons. Il est donc intéressant d'opérer une présélection des événements afin de ne pas remplir les bandes d'informations inutiles. Les critères de choix de "bons" événements qui seront enregistrés sont décrits dans ce paragraphe.

- Coïncidence neutron-électron

La capture est caractérisée par l'émission d'un neutron et l'absence d'électron : l'événement est donc du type $N\bar{E}$. On peut a priori rejeter tous les événements NE en coïncidence avec un électron. On verra ultérieurement que les événements NE sont très utiles pour le contrôle de l'expérience : leur rejet n'a donc pas été intégré dans la logique. Le résultat de la coïncidence (PIL,E) est simplement mémorisé par un registre de configuration (PU). La coïncidence doit être large pour tenir compte des différences de temps de vol entre deux neutrons d'énergie différentes (~ 30 ns). Une largeur de 60 ns a eté retenue.

- Prédiscrimination

Il est possible, en utilisant la différence de forme neutron-gamma (ou électron) d'opérer une présélection rapide intégrée à la logique. A l'aide d'une réflection et d'un retard réalisé par un câble 50 Ω fermé sur une résistance R < 50 Ω, on superpose à l'impulsion du photomultiplicateur la même impulsion atténuée, inversée et retardée. Pour un réglage approprié du retard et de l'atténuation, l'impulsion résultante (Fig. VI. 3c) a une partie retardée dont l'amplitude est positive ou nulle pour un photon et négative pour un neutron. Un seuil (discriminateur DPRE) permet alors d'éliminer les photons. La séparation obtenue est très bonne comme le montrent les figures VI. 7 et VI. 8 . Une réjection de 99% des photons est possible sans perte de neutron. Lors des prises de données, le seuil était baissé de manière à accepter environ 5% de photons.

Le signal PNG de prédiscrimination commande l'ordre de lecture de l'événement par le calculateur.

Pour d'éventuels contrôles, on garde également un échantillon complet d'événements : on ajoute aux événements prédiscriminés (PNG) des événements bruts avec une division appropriée (événements P/64 : PIL divisé par 64).

La lecture par le calculateur est donc commandée par (PNG + P/64) qui définit ainsi le type d'événements enregistrés.

- Groupement des voies

Afin de réduire le nombre de lectures et le nombre de circuits électroniques, un groupement des voies est effectué lorsque cela est possible (voir schéma figure VI.1).

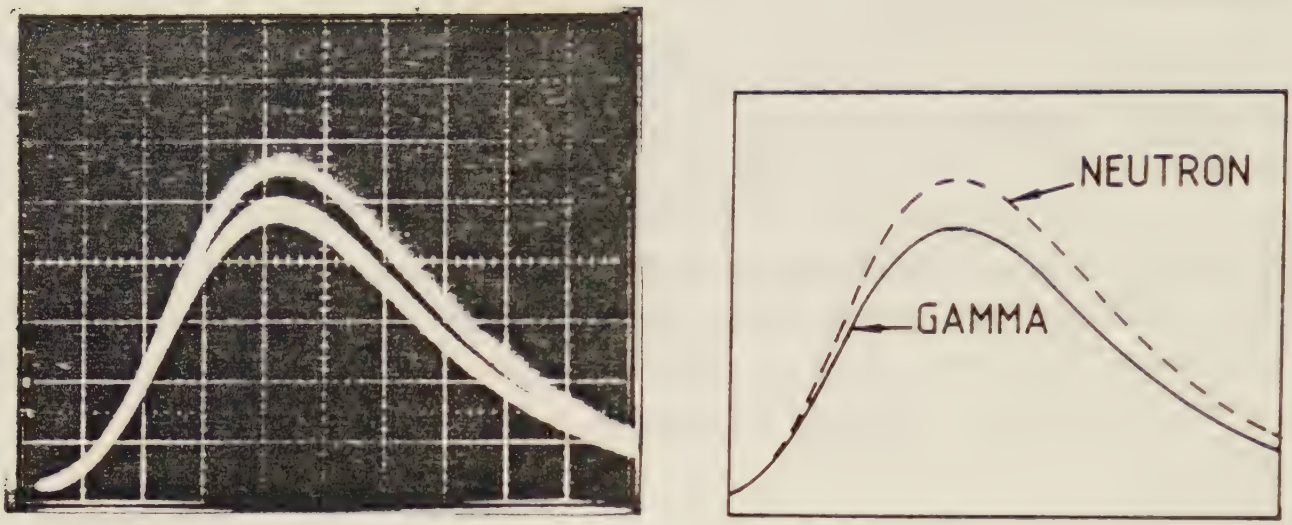


Fig. VI.7 - Prédiscrimination : signal à la sortie de l'ampli intégrateur source de Po-Be

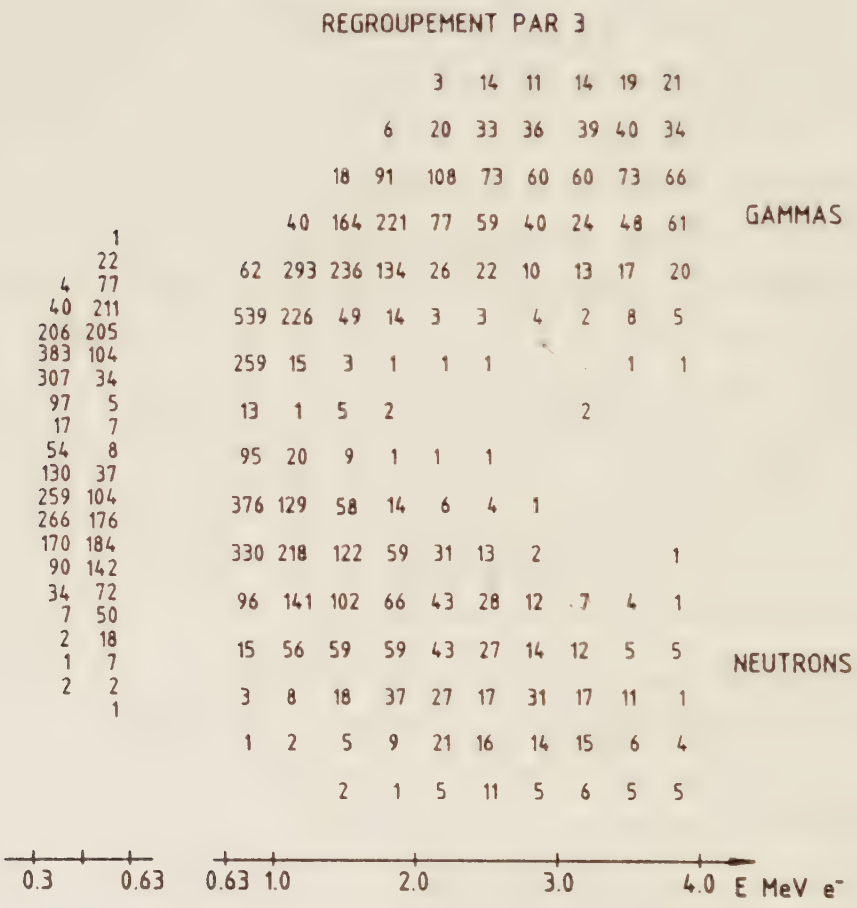


Fig. VI.8 - Prédiscrimination source de Po-Be : variation en fonction de l'énergie.

- Pour la mesure de temps, les compteurs sont groupés 3 par 3 : la perte due aux événements multiples reste acceptable (~ 5%).

- Pour le critère de discrimination PSD1 (amplitudes AT et AL), les compteurs ne sont pas regroupés : en effet c'est le critère essentiel de discrimination et un regroupement à ce niveau diminuerait le pouvoir de réjection des photons en augmentant l'effet des empilements. Par contre un regroupement par 3 est effectué pour PSD2.

- Au niveau de la logique, les compteurs sont également groupés par 3 : on garde cependant grâce au registre de configuration le numéro du compteur touché.

IV. ENREGISTREMENT DES DONNEES : CLASSIFICATION DES EVENEMENTS

Le signal d'appel retardé d'environ 130 µs (durée de la porte neutron + temps nécessaire au codage des amplitudes) est transmis au calculateur PDP 11/45 qui vient lire puis initialiser les 20 registres contenant les informations élémentaires suivantes :

Registre	Type	Nombre	
P.U.	registre de configuration	2	1 par groupe 123, 456
AT	CAD (LRS 2249)	6	1 par compteur
AL	CAD (LRS 2249)	6	1 par compteur
AORTEC	CAD (JCAN)	2	1 par groupe 123, 456
APRE	CAD (LRS 2259)	2	1 par groupe 123, 456
CHRONO	chronomètre	2	1 par groupe 123, 456

Ces registres sont de plus initialisés avant chaque pulse faisceau par le signal synchro.

Les informations sont transférées dans un tampon d'entrée. Leur écriture sur bande magnétique est gérée par programme. Celui-ci décode séquentiellement les deux PU dont on rappelle ici le contenu (voir également figure VI.1) :

- numéro du compteur touché (CPT),
- événement simple ou multiple (MUL),
- coïncidence électron ou non (E),
- nature de l'événement PNG, P/64,
- événement précédé par un événement dans la porte faisceau (PF),
- événement précédé (50 µs) par un événement D_H (D_H).

Si un et un seul compteur du groupe est touché, le programme autorise le transfert sur bande magnétique des six informations nécessaires : PU, AORTEC, APRE, CHRONO plus AT, AL correspondant au compteur touché. On ne retient donc que le cas où un compteur et un seul a été touché.

A l'analyse des données après rejet des multiples et des événements D_H, une première séparation est effectuée entre P/64 et PNG (certains peuvent être communs) :

- les événements P/64 servent au contrôle de l'expérience : taux, calibration en énergie et en temps (voir chapitre VIII) ;

- les événements PNG sont naturellement utilisés pour l'analyse des neutrons. Le fonctionnement du second critère de discrimination PSD2 imposera alors une seconde classification entre événements NPF (PSD1 et PSD2 utilisables) et événements PF (seul PSD1 utilisable car des coupures sur PSD2 entraîne une distorsion de la distribution temporelle).

Troisième Partie

ANALYSE

Chapitre VII

PRINCIPE DU TRAITEMENT DES DONNEES

Ce chapitre présente l'ensemble des données prises au cours de cette expérience et la méthode qui a été suivie pour extraire à partir de ces données, le spectre en temps des neutrons de capture. Nous commencerons par donner l'origine et les caractéristiques (nombre, dépendance en temps) des neutrons détectés. Cette analyse montrera que l'élimination de certaines composantes de bruit de fond peut se faire au moyen de données complémentaires qui seront définies. Le deuxième paragraphe donnera la liste des données acquises et la procédure d'acquisition suivie. La méthode d'analyse des spectres en temps sera développée dans le dernier paragraphe.

I. SOURCE DES NEUTRONS

Le spectre en temps des neutrons de capture dn_c/dt s'obtient naturellement en stoppant des μ^- dans l'hydrogène (*donnée* $\mu^- H$). Les événements de capture sont du type $N\bar{E}$: signal dans le compteur neutron (N) sans événement dans le compteur électron (E).

L'analyse de ces données conduit, après élimination des photons ($\gamma\bar{e}$) par le système de discrimination, au spectre en temps des neutrons ($n\bar{e}$) : $dn\bar{e}/dt$. Rappelons que l'on enregistre également les événements NE en coïncidence qui sont séparés de la même façon en (γe) et (ne) selon le résultat de la discrimination.

On a alors à soustraire diverses composantes de bruit de fond dont on doit connaître le nombre et la dépendance en temps. La plupart ont déjà été mentionnées lors de la description de l'expérience de Columbia et de l'appareillage et sont schématisées figure VII.1.

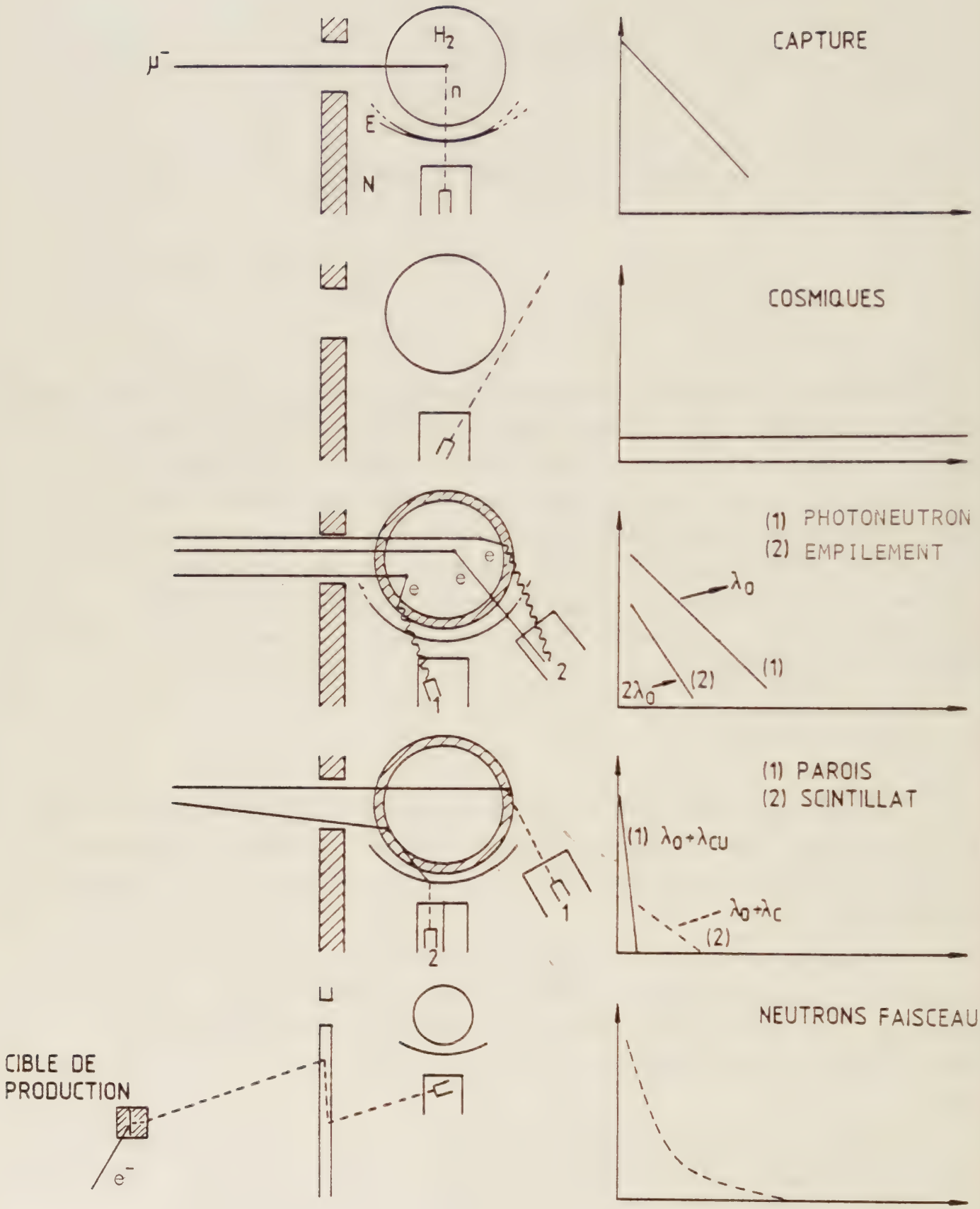


Fig. VII.1 - Origine des différentes composantes neutrons.
---- neutron ; ═══ proton de recul ; ∿∿∿ photon ; —— muon.

a) Cosmiques. Les neutrons, dus au rayonnement cosmique ont une distribution temporelle uniforme :

$$\boxed{\frac{dn}{dt} = n_{cos}} \ .$$

b) Photoneutrons. Les photons de freinage dus à la radiation des électrons de désintégration, produisent une réaction photonucléaire (γ,n) ou (γ,p) dans le compteur neutron.

Selon que l'électron associé ait été détecté ou non par le compteur électron, ces neutrons apparaîtront dans les $(n\bar{e})$ ou dans les (ne) (c'est la contribution essentielle dans ce cas) d'où l'importance de l'efficacité de l'anti électron. Leur nombre total est lié au nombre de photons créés, donc à l'épaisseur totale de la cible : leur répartition entre $(n\bar{e})$ et (ne) dépend naturellement de la position du compteur électron.

- Leur dépendance en temps est celle des électrons qui les ont produits c'est-à-dire :

$$\boxed{\frac{dn}{dt} = n_{\gamma}\, e^{-\lambda_o t}} \ .$$

- Remarquons enfin qu'ils peuvent être produits aussi bien par les électrons de désintégration des μ^- que par ceux des μ^+.

c) Parois. Ces neutrons sont produits par la réaction de capture des μ^- arrêtés dans les parois de la cible (5% du flux de μ^- arrivant sur la cible). Compte tenu du taux de capture dans le cuivre $\lambda_{Cu} = 5{,}67\ (0{,}03).10^6\ s^{-1}$, ces μ^- sont une source importante de neutrons. Leur décroissance est cependant très rapide $\frac{dn}{dt} = n_p\left[\exp -(\lambda_o + \lambda_{Cu})t\right] = \exp(-t/\tau_{Cu})$ avec $\tau_{Cu} = 0{,}165\ \mu s$, et on débute l'analyse avec un retard suffisant pour que cet effet soit négligeable.

d) Scintillateurs. La géométrie de la cible a été étudiée pour rendre très faible (5.10^{-5}) la proportion α de μ^- qui s'échappent de la cible, stoppent dans les scintillateurs et créent, par capture sur les noyaux de carbone, des neutrons. Le nombre de ces neutrons est négligeable devant celui des neutrons de capture $\left(\sim \alpha \times \frac{\Lambda_C}{\Lambda_{OM}} = 5.10^{-5} \times \frac{37\ 000}{500} = 0{,}4\%\right)$. Leur dépendance en temps est :

$$\boxed{\frac{dn}{dt} = n_s\, e^{-t/\tau_C}} \qquad \text{avec} \qquad \tau_C = \frac{1}{\lambda_o + \lambda_C} = 2{,}03\ \mu s$$

Les neutrons dus à ces deux sources (parois et scintillateurs) sont des événements de capture donc des $(n\bar{e})$.

e) Empilements. La superposition de deux impulsions photons se traduit par un défaut de réjection dont l'importance est proportionnelle au taux d'événements. La dépendance en temps de ces faux neutrons est :

$$\frac{dn}{dt} = n_f \, e^{-2\lambda_o t}$$

(dans le cas où la distribution des événements simples est en $\exp(-\lambda_o t)$). Afin d'étudier cet effet, des données à taux plus élevé (données π^+) ont été prises : on utilise alors un faisceau de π^+ dont l'intensité est plus importante. Les π^+ stoppés dans la cible se désintègrent en μ^+. L'essentiel des neutrons est produit par les électrons de désintégration (photo-neutrons) et leur durée de vie est alors connue ($\tau_o = 1/\lambda_o$). La distorsion par rapport à cette valeur est donc une mesure des effets d'empilements.

On peut noter que dans les données μH, les événements (ne) sont également dominés par les photoneutrons et permettent le même type de contrôle.

f) Autres sources. Les différentes sources de neutrons décrites jusqu'ici ont deux origines : capture des μ^- ou électron de désintégration. Afin de déceler d'éventuelles autres composantes, des mesures cible vide (données CV) ont été prises : les μ^- sont stoppés dans les parois de la cible et disparaissent rapidement (exception faite des μ^- stoppés dans les scintillateurs) : la composante de temps de vie $\sim \tau_o = 2{,}2$ μs (neutron de capture dans l'hydrogène et photoneutrons) a alors disparu. Il subsiste toutefois une composante due au faisceau primaire d'électron et aux μ^- arrêtés avant le collimateur. Le faisceau primaire produit une grande quantité de neutrons rapides, pendant l'impulsion faisceau, dont une faible fraction est vue après l'impulsion par les détecteurs. Une fraction des μ^- s'arrêtant avant le collimateur peut être stoppée dans des éléments légers et donner par capture une composante neutron de vie moyenne proche de 2,2 μs. La dépendance en temps de la totalité (faisceau, μ^-) de ces neutrons dn_F/dt est difficilement interprétable et leur soustraction doit se faire expérimentalement.

Le spectre en temps total des neutrons $(n\bar{e})$ est donc :

$$\frac{dn\bar{e}}{dt} = \frac{dn_c}{dt} + n_p \, e^{-(\lambda_o + \lambda_{Cu})t} + n_f \, e^{2\lambda_o t} + n_\gamma \, e^{-\lambda_o t} + n_{cos} + \frac{dn_F}{dt} . \qquad (53)$$

Pour la soustraction des différentes composantes de bruit de fond, on utilise outre la soustraction directe (dn_F/dt) deux paramètres :

- dépendance en temps : les composantes dont la distribution temporelle est caractéristique (parois, cosmiques) peuvent être déduites du spectre $dn_{\bar{e}}/dt$ directement sur l'hydrogène ;

- dépendance en énergie : les neutrons de capture sont monoénergétiques (E_{nc} = 5,2 MeV) donc les protons de recul d'énergie supérieure ne proviennent que de neutrons étrangers à la capture. Leur nombre et leur dépendance en temps fournit ainsi une information sur les autres composantes. Celle-ci sera utilisée pour déterminer le nombre de photoneutrons.

II. PERIODES EXPERIMENTALES

Les différentes périodes expérimentales sont données dans le tableau I avec le type de données prises et le temps consacré à chacune d'elles. Chaque période expérimentale (10 jours) est précédé d'une phase de préparation d'environ 15 jours où sont effectués divers contrôles portant sur :

- électronique avec sources radioactives et cosmiques,
- cible : dégazage de la cible et mesure du taux de dégazage, remplissage cible.

L'acquisition des données se fait par séquence élémentaire d'environ 2 heures : la discrimination de forme est très sensible à de petites variations de l'électronique et cette fragmentation permet de suivre efficacement ces variations.

Tableau I

	Données	N_p 10^8	N_e 10^8	Retard
Février 1980 RUN I	μ^-H	9,46	6,78	0,60
	CV	0,50	0,01	0,75
	π^+	0,11	0,34	0,60
Mai 1980 RUN II	μ^-H	1,92	1,76	0,35
	CV	1,71	0,02	0,50
	π^+	0,07	1,17	0,35
Novembre 1980	CV	9,25	0,32	0,50

On relève alors le contenu de diverses échelles de comptage qui servent soit au contrôle des paramètres de l'expérience soit à monitorer les différentes séquences. On enregistre ainsi le nombre de portes neutrons (N_p) et le nombre d'électrons de désintégration (N_e) donnés par le compteur E. Ce dernier est proportionnel au nombre de μ^- stoppés dans l'hydrogène et donne ainsi un monitorage très fiable.

Un programme simplifié permet une analyse immédiate de ces données : on contrôle ainsi la qualité de la discrimination, la variation du nombre total de neutrons et leur distribution temporelle, la distribution temporelle des électrons de désintégration (voir chapitre suivant).

III. ANALYSE DES SPECTRES EN TEMPS : ERREUR

La distribution temporelle des neutrons de capture est en première approximation exponentielle :

$$\frac{dn_c}{dt} = e^{-t/\tau_{nc}} \qquad \text{avec} \qquad \frac{1}{\tau_{nc}} = \lambda_{nc} = \lambda_O + \lambda_{OP}\,\frac{\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM}}{\Lambda_{OM}} \,.$$

Le calcul du temps de vie τ_n des neutrons est décrit dans l'article de Peierls |54| et se fait à partir du temps moyen :

$$\langle t \rangle = \int_o^\infty t\, dn_c \Big/ \int_o^\infty dn_c = \tau_{nc}$$

Expérimentalement, la distribution est mesurée dans des canaux de largeur δ et sur une durée finie T, on mesure donc :

$$s_{nc} = \sum n_k\, t_k / \sum n_k \qquad \text{avec} \qquad \begin{cases} t_k = (k - \frac{1}{2})\ \delta \\ n_k = \displaystyle\int_{(k-1)\,\delta}^{k\delta} dn_c \end{cases} \tag{54}$$

$$s_{nc} = \tau_{nc} \left[1 - \frac{x\, e^{-x}}{1 - e^{-x}} + \frac{1}{12} \left(\frac{\delta}{\tau_{nc}} \right)^2 \right] \qquad \text{avec} \qquad x = \frac{T}{\tau_{nc}}$$

s_n diffère de τ_n par deux corrections qui ne dépendent que de τ_n dues à l'intégration finie et à la largeur des canaux : cette dernière est parfaitement négligeable si l'on prend des canaux inférieurs à 250 ns.

Les deux quantités s_n et τ_n caractérisent la distribution temporelle et ne dépendent que du taux de transition λ_{OP}. La distribution des neutrons n'étant exponentielle qu'en première approximation, la notion de temps de vie perd une partie de son sens. Tous les calculs ont été effectués avec la variable s puis extrapolés en supposant la distribution exponentielle pour calculer τ.

Remarquons la très grande simplification que permet la méthode de calcul des vies moyennes utilisée :

- on ne s'intéresse qu'aux caractéristiques *globales* des distributions temporelles. Quelle que soit leur forme exacte, elles ne sont paramétrisées qu'au moyen de deux variables $N = \Sigma\, n_k$ et $S = \Sigma\, t_k\, n_k/N$;

- la soustraction des diverses composantes de bruit est triviale. Si une distribution (N,S) est la somme de deux composantes $(n_1\ s_1)$ et $(n_2\ s_2)$ on a :

$$NS = n_1\ s_1 + n_2\ s_2$$

- l'erreur introduite par la soustraction du bruit se calcule analytiquement à partir de la formule précédente. On peut ainsi séparer aisément les différentes contributions à l'erreur finale.

Pour une distribution exponentielle $dn/dt = n_o \lambda\, e^{-t/\tau}$, l'erreur sur $\tau(s)$ est donnée |54| par :

$$(\delta\tau)^2 = (\delta s)^2\ \sigma^2 = \frac{\sigma\ \tau^2}{N} \qquad (55)$$

avec N : nombre d'événements dans la porte d'intégration $= n_o(1 - e^{-x})$

$$\sigma = d\tau/ds = \left[1 - \frac{x^2\ e^{-x}}{(1 - e^{-x})^2}\right]^{-1}$$

Dans notre expérience on doit soustraire différentes composantes : si l'on connaît parfaitement leur niveau et leur dépendance temporelle on a alors pour les incertitudes qu'elles introduisent :

- composante uniforme : $dn_{cos} = \frac{N_{cos}}{T}\, dt$

$$(\delta\tau)^2 = \sigma^2(\delta s)^2 = \frac{\sigma}{N}\left[\tau^2 + \frac{N_{cos}}{N}\left(s^2 - s\ T + \frac{T^2}{3}\right)\right]. \qquad (56)$$

Cette formule montre que l'on doit optimiser la durée T d'intégration : en diminuant cette largeur on diminue l'effet du bruit mais on augmente l'effet de l'intégration non infinie (σ croît, N décroît).

- composante exponentielle caractérisée par un temps de vie τ_i (ou s_i) et un nombre d'événements N_i :

$$(\delta\tau)^2 = \frac{\sigma^2}{N}\left[\frac{\tau^2}{\sigma} + \frac{N_i}{N}\left[\left(\frac{\tau_i}{\sigma_i}\right)^2 + (s - s_i)^2\right]\right]. \qquad (57)$$

Chapitre VIII

MESURES DE CONTROLE

Avant de commencer la discussion de l'analyse des neutrons nous étudierons dans ce chapitre les différentes distorsions que l'on peut rencontrer dans la mesure des distributions temporelles. La mesure de distributions uniformes (obtenues par des sources radioactives de période très longue) permet un premier contrôle mais l'expérience fournit par elle-même une calibration beaucoup plus complète.

En effet les événements (γe) (coïncidence compteur neutron, compteur électron) proviennent essentiellement des électrons de désintégration des muons : on répète ainsi, à un niveau inférieur bien sûr, la mesure de la durée de vie du μ (τ_μ) réalisée à Saclay. Cette référence permet ainsi différents tests que décrit ce chapitre.

Toutefois la détection des neutrons pose un certain nombre de problèmes spécifiques que nous étudierons. En effet, la grande sensibilité de l'analyse de forme, nécessaire à la séparation neutron-gamma, à de faibles variations de la forme des signaux, peut avoir des conséquences sur la distribution temporelle des neutrons.

La mesure du taux de transition ORTHO-PARA se fait par l'analyse de la forme de la distribution temporelle des neutrons de capture, il n'est alors pas nécessaire de connaître l'efficacité de détection des neutrons. L'énergie n'est donc pas un paramètre crucial : elle sera cependant utile pour soustraire les différents bruits de fond. Là encore, l'expérience fournit en permanence une calibration naturelle.

I. CONTROLE DE L'ENERGIE

L'étalonnage en énergie des compteurs neutrons est fait avant chaque période expérimentale avec des sources gamma (Cs, Na, Th). Le seuil est fixé à moins de 0,3 MeV e^- (soit 1,5 MeV p). Le seuil supérieur est à environ 5 MeV e^-. L'énergie des neutrons de capture est de 5,2 MeV (soit 2,0 MeV e^-). Les protons de recul associés ont donc une énergie comprise entre 0 et 2 MeV e^-. La gamme choisie permet en outre de détecter des neutrons d'énergie supérieure venant d'autres processus.

Le faisceau est la source d'un flux ambiant de neutrons thermiques décroissant très lentement. Le temps de thermalisation est de 160 µs. La capture de ces neutrons par l'hydrogène des scintillateurs donne un photon de 2,2 MeV (pic Compton E_{e^-} = 2,0 MeV) :

$$n_{th} + p \rightarrow d + \gamma \ (2{,}23 \text{ MeV}). \qquad (58)$$

Ce photon est facilement observable dans les événements (γe^-) et permet donc une calibration permanente. La figure VIII.1 donne le spectre d'amplitude (γe^-) d'un des compteurs : on a sélectionné ici les événements arrivant 15 µs après le pulse pour éliminer les photons liés aux électrons de désintégration.

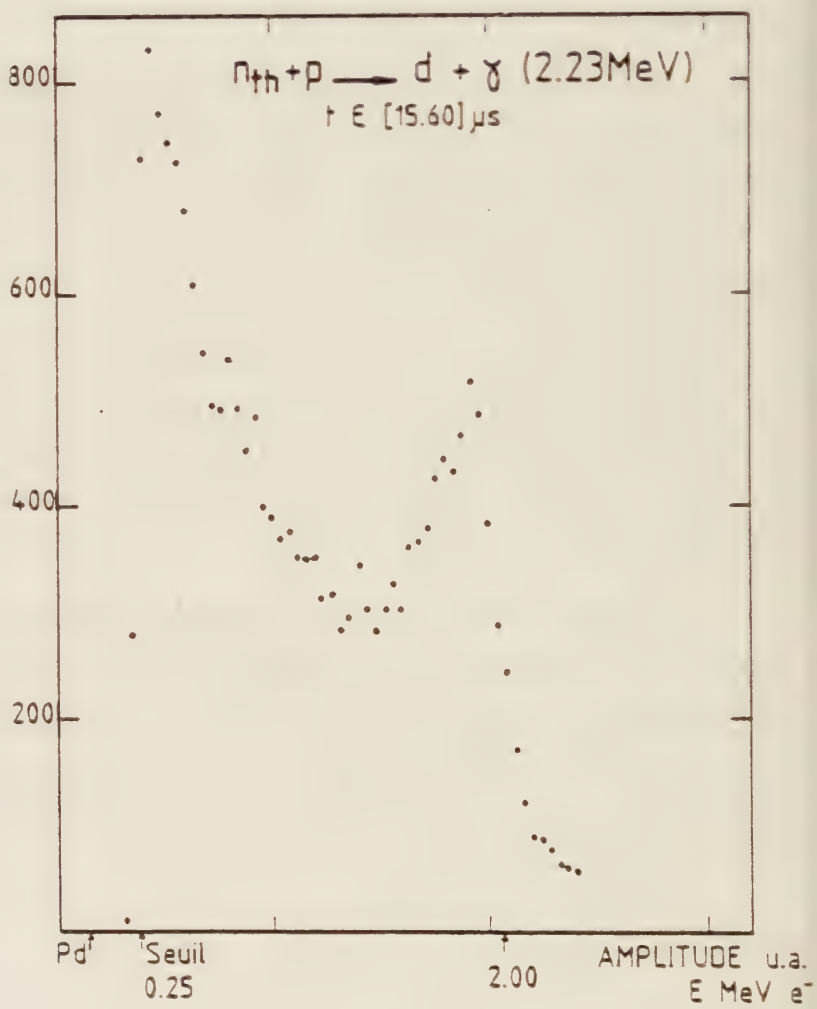


Fig. VIII.1 - Calibration en énergie des compteurs neutrons

II. MESURE DE LA VIE MOYENNE DU μ

1. Méthode de mesure et distorsions

Les coïncidences entre le compteur neutron et le compteur électron sont produites par les électrons de désintégration du μ. La coïncidence permet une bonne signature d'un électron à condition évidemment de n'imposer aucun des critères de discrimination neutron gamma (événement γe). La mesure de leur distribution temporelle est en tout point identique à celle réalisée à Saclay |5, 13| pour la mesure des durées de vie μ^+ et du μ^-. Le principe est le même à savoir mesurer après l'impulsion faisceau la période de décroissance de la source radioactive de muons formée dans la cible pendant l'impulsion. La majeure partie du dispositif expérimental est commune : faisceau, cible, chronomètre, déclenchement des portes de mesure. Seuls diffèrent les détecteurs et leurs circuits électroniques.

De plus la précision sur la vie moyenne est de quelques 10^{-3} contre 10^{-5}. De ce fait la plupart des distorsions discutées dans la référence |13| sont négligeables : deux effets liés aux détecteurs différents subsistent :

i) *bruit de fond "lent"* soit lié au faisceau et décroissant lentement (τ_B = 160 μs) soit produit par le rayonnement cosmique et uniforme. Le fait d'utiliser seulement une double coïncidence et un détecteur plus sensible aux particules neutres rend ce bruit plus important. Il reste cependant très faible le rapport bruit sur signal en début de mesure est $1{,}5.10^{-3}$ ainsi que le montre la figure VIII.2. On mesure la distribution pendant 60 μs après le pulse et on peut donc étudier la composante lente dans la partie retardée (15 - 60 μs) du spectre lorsque le signal électron a disparu. La soustraction ne pose pas de problèmes majeurs et ne conduit qu'à une augmentation de 2% de l'erreur sur τ_μ.

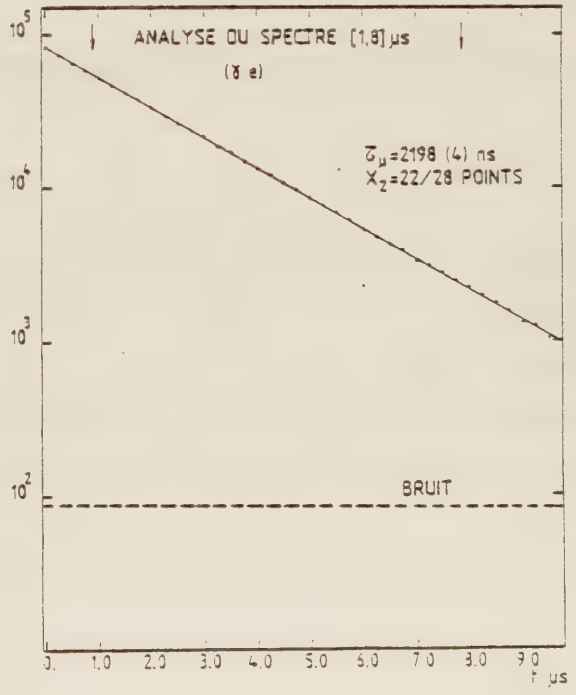


Fig. VIII.2 - Distribution temporelle des électrons de désintégration des μ.

ii) Effets de taux : dans notre cas l'effet dominant est dû aux *coïncidences fortuites* entre les deux compteurs électron et neutron qui simulent donc une vraie coïncidence. Ceci se traduit par un gain d'événement dans le spectre (γe). Chaque composante (N et E) variant comme $\exp(-t/\tau_\mu)$, les coïncidences fortuites varient comme $\exp(-2t/\tau_\mu)$. L'analyse de cette distribution conduit à un temps de vie mesuré | 5 | :

$$\tau_{mes} = \tau_\mu \ (1 - a_F/4).$$

Le paramètre a_F ne dépend que de la largeur δ_F de la coïncidence (65 ns) et des taux par porte dans les compteurs neutron N (taux $n_{\gamma e}$, $n_{\gamma \bar{e}}$, $n_\gamma = n_{\gamma \bar{c}} + n_{\gamma e}$ suivant la coïncidence avec le compteur électron) et dans le compteur électron E (taux n_e).

Il existe une seconde distorsion électronique plus faible due au *défaut de réjection des événements multiples*. On a vu que le chronomètre ne peut analyser que le premier événement détecté dans la porte de mesure. La distribution mesurée est alors dans le cas où on a n événements dans la porte $e^{-n\lambda t}$. On restitue la distribution initiale en imposant n = 1, c'est-à-dire en rejetant les événements multiples. Cette réjection est faite de manière électronique par un circuit dont le temps de résolution est limité à (δ_R = 90 ns). On garde une composante résiduelle qui au premier ordre est $a_R \exp(-2\lambda t)$ dont l'effet est similaire au précédent.

La distribution mesurée est donc :

$$dn/dt \cong e^{-t/\tau} \left[1 + (a_F + a_R) e^{-t/\tau} + \ldots \right].$$

L'analyse conduit alors à un temps de vie mesuré

$$\tau_{mes} = \tau \left(1 - \frac{a_F + a_R}{4} \right). \qquad (59)$$

Le tableau I donne les valeurs des coefficients a_F et a_R pour les différents spectres γe, $\gamma \bar{e}$ et $\gamma = \gamma \bar{e} + \gamma e$. On rappelle que la réjection des multiples est faite sur les événements totaux $\gamma = \gamma \bar{e} + \gamma e$ et qu'elle se traduit par une perte d'événements ($e^{-n\gamma}$). Ce tableau donne également la distorsion a_T correspondant à un mauvais fonctionnement global du système de réjection.

Tableau I - Distorsions électroniques

Spectres	γe	$\gamma \bar{e}$	$\gamma = \gamma e + \gamma \bar{e}$	ne	$n\bar{e}$	$n = ne + n\bar{e}$
RI	$n_{\gamma e} \lambda e^{-\lambda t}$	$n_{\gamma \bar{e}} \lambda e^{-\lambda t}$	$n_\gamma \lambda e^{-\lambda t}$	$n_{ne} \lambda e^{-\lambda t}$	$n_{n\bar{e}} \lambda e^{-\lambda t}$	$n_n \lambda e^{-\lambda t}$
RM	$e^{-n_\gamma} n_{\gamma e} \lambda e^{-\lambda t}$	$e^{-n_\gamma} n_{\gamma \bar{e}} \lambda e^{-\lambda t}$	$e^{-n_\gamma} n_\gamma \lambda e^{-\lambda t}$	$e^{-n_\gamma} n_{ne} \lambda e^{-\lambda t}$	$e^{-n_\gamma} n_{n\bar{e}} \lambda e^{-\lambda t}$	$e^{-n_\gamma} n_n \lambda e^{-\lambda t}$
a_F	$n_e \lambda \delta_E \frac{n_{\gamma \bar{e}}}{n_{\gamma e}}$	$- n_e \lambda \delta_E$	0	$n_e \lambda \delta_E \frac{n_{n\bar{e}}}{n_{ne}}$	$-n_e \lambda \delta_E$	0
a_R	$(n_\gamma + n_{\gamma \bar{e}}) \lambda \delta_R$	$n_{\gamma \bar{e}} \lambda \delta_R$	$n_\gamma \lambda \delta_R$	$(n_\gamma + n_{\gamma e}) \lambda \delta_R$	$n_{\gamma \bar{e}} \lambda \delta_R$	$n_\gamma \lambda \delta_R$
a_T	$(n_\gamma + n_{\gamma \bar{e}})$	$n_{\gamma \bar{e}}$	n_γ	$(n_\gamma + n_{\gamma \bar{e}})$	$n_{\gamma \bar{e}}$	n_γ

RI distribution initiale.

RM distribution mesurée avec réjection parfaite des multiples et des coïncidences fortuites.

$n_{\gamma e}$, $n_{\gamma \bar{e}}$, n_γ taux de gammas par porte dans le compteur N.

n_{ne}, $n_{n\bar{e}}$, n_n taux de neutrons par porte dans le compteur N.

n_e taux d'électrons par porte dans le compteur E.

a_F distorsion due aux coïncidences fortuites.

a_R distorsion due au défaut partiel de réjection des multiples.

a_T distorsion due au défaut total de réjection des multiples.

Tableau II - Temps de vie du μ

Nature	Date	S	B	τ_{mes}	$\chi^2(28)$	$n_{\gamma e} \times 10^{-2}$	$n_{\gamma \bar{e}} \times 10^{-2}$	n_e	$\Delta\tau$	τ_μ
$\mu^- H_2$	Fév. 80	465 950	2390	2198 (4)	22	0,49	0,11	0,444	1,8	2200 (4)
$\mu^- H_2$	Mai 80	135 190	910	2184 (8)	17	0,64	0,18	0,556	2,3	2187 (8)
π^+	Fév. 80	15 800	41	2192 (23)	25	1,50	1,00	1,90	22,8	2215 (23)
π^+	Mai 80	10 370	7	2168 (26)	28	1,90	0,70	1,76	10,3	2178 (26)

S nombre d'électrons de désintégration détectés dans 7 μs

B nombre de bruit lent détecté dans 7 μs

$\Delta\tau$ correction de taux.

2. Résultats

Les résultats obtenus au cours des différentes périodes expérimentales sont résumés dans le tableau II. Le calcul du temps de vie est fait selon la méthode décrite au chapitre précédent : l'intégration porte sur 7 μs et débute 1 μs après le début de la porte. Ce tableau donne les taux d'événements par porte dans chaque compteur, nécessaires au calcul de la correction de taux $\Delta\tau$.

La valeur moyenne de τ_{μ^-} est de τ_{μ^-} = 2196,9(3,4) ns, à comparer avec le résultat de Saclay $\tau^S_{\mu^-}$ = 2194,908 (0,067) ns. L'accord est donc excellent. Chaque période expérimentale était divisée en séquence élémentaire de deux heures environ et la figure VIII.3, qui donne les résultats de τ_{μ^-} séquence par séquence, montre la stabilité des résultats au cours du temps.

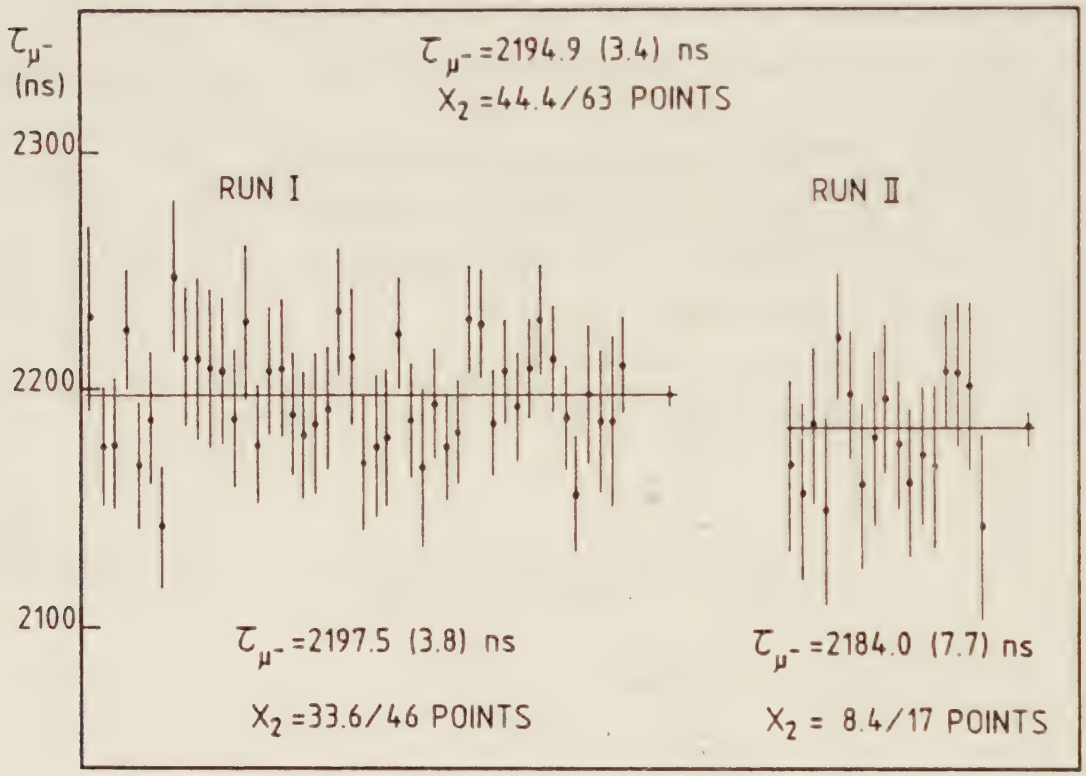


Fig. VIII.3 - Résultats τ_{μ^-} des différentes séquences expérimentales.

A partir des données π^+ on obtient de même τ_{μ^+} = 2199(17) ns en accord avec la valeur de Saclay $\tau^S_{\mu^+}$ = 2197,078(0,073) ns).

Les conclusions que l'on peut tirer de ces mesures sont reportées au paragraphe suivant.

III. DISTORSIONS DANS LA MESURE DES DISTRIBUTIONS TEMPORELLES DES NEUTRONS

Le principe de mesure des distributions temporelles des neutrons de capture ou des électrons de désintégration demande que la source ne soit pas régénérée pendant la mesure, c'est-à-dire que plus aucun μ ne soit produit après le début de la mesure. Les moyens de réaliser cette condition sont identiques dans les deux mesures à savoir :

i) retard de la porte de mesure par rapport à la fin de l'impulsion faisceau supérieur ou égal à 1 μs ;

ii) contrôle de ce retard par la coïncidence synchro ferrite (voir page 63) ;

iii) réglage en temps de la puissance HF et de l'injection des électrons dans l'accélérateur.

Les mesures de τ_{μ^-} et τ_{μ^+} de Saclay permettent ainsi de contrôler, à un niveau très supérieur à ce dont nous avons besoin, les effets de *régénération de la source*. Ces mesures garantissent de plus *la calibration et la linéarité des chronomètres* (commun aux deux expériences). La mesure présentée au paragraphe précédent confirme à un niveau moindre ces différents points.

Les distorsions électroniques liées au taux sont faibles ainsi que le montre le calcul précédent. L'effet trouvé (2 ns) est négligeable devant la précision finale sur la vie moyenne des neutrons de capture (30 ns). Notons que ces corrections varient légèrement lorsqu'on passe du spectre des électrons à celui des neutrons (voir Tableau I). Leur faiblesse est confirmée par l'accord entre les valeurs de τ_{μ} mesurée ici avec celle de Saclay. Cet accord vérifie également que *l'efficacité de détection* des électrons est constante au cours de la mesure.

Ces contrôles réalisés directement pendant l'expérience sont complétés par la mesure de distribution uniforme obtenue avec une source radioactive neutron-gamma de longue période (source de Po-Be) (Fig. VIII.4). Ces mesures effectuées avant chaque période expérimentale et, dans des conditions de taux instantané équivalant apportent deux informations complémentaires :

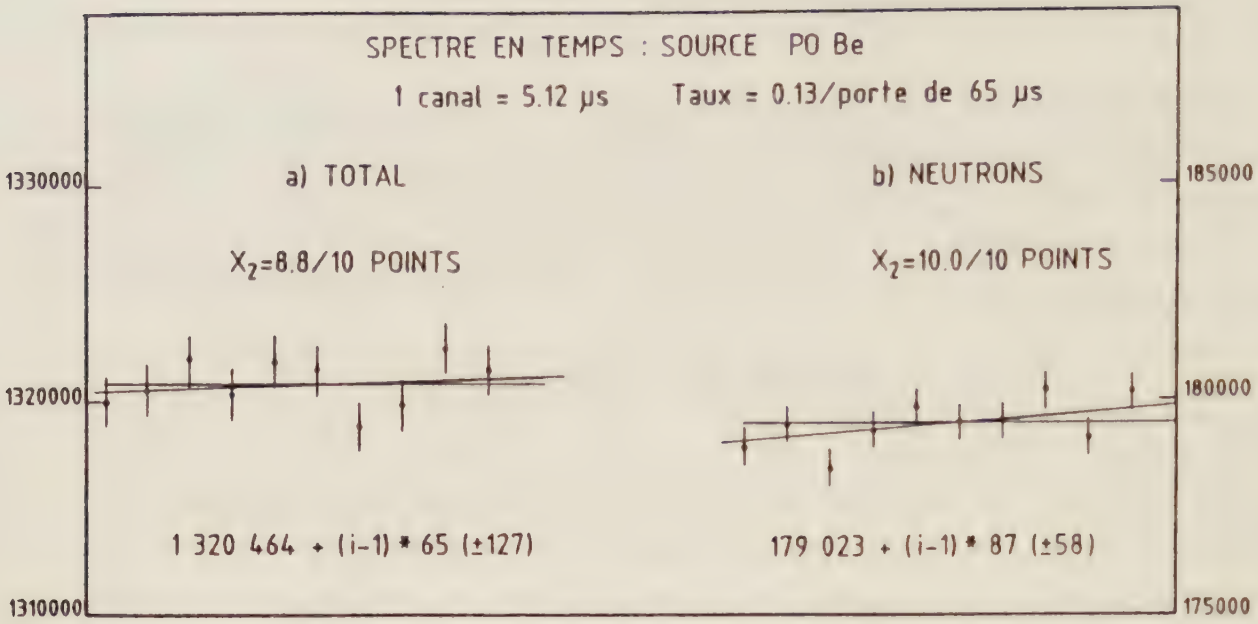


Fig. VIII.4 - Mesure de distribution uniforme.

i) Bon fonctionnement global de réjection des multiples.

Pour une distribution uniforme caractérisée par un nombre n d'événements par porte de largeur T, la réjection des événements multiples se traduit simplement par une perte constante d'événements et la distribution mesurée est toujours uniforme :

$$N_1 = N_o\, e^{-n}$$

Alors qu'elle devient exponentielle dans le cas où on ne rejette pas les multiples

$$N_2 = N_o\, e^{-nt/T}$$

Si α est la fraction de portes pour lesquelles la réjection n'a pas fonctionné on a simplement :

$$N = (1-\alpha)N_1 + N\,\alpha N_2 \cong N_o\, e^{-n}\left[1-\alpha n\,\frac{t}{T}\right] \cong (1-\varepsilon t)$$

La figure VIII.4a qui donne la distribution mesurée avec la source de Po-Be montre que la pente est compatible avec zéro

$$\varepsilon = -(1{,}0 \pm 1{,}9).10^{-5}\ \mu s^{-1}$$

ce qui conduit à :

$$\alpha = -4{,}8(9{,}4).10^{-3}$$

L'effet correspondant sur la vie moyenne des neutrons de capture (Tableaux I et II) est très faible :

$$\Delta\tau = \tau \times \frac{a_T}{4} \times \alpha = 0{,}004(0{,}008) \text{ ns.} \qquad (60)$$

ii) Efficacité de détection des neutrons.

On a vu que l'efficacité de détection des électrons était constante au cours de la mesure : la mesure de distribution uniforme de *neutrons* permet de tester que cette conclusion reste valable lorsqu'on détecte des neutrons. L'analyse de la forme des impulsions, nécessaire pour séparer neutron et gamma est très sensible à de petites distorsions de l'impulsion et peut dans certains cas se traduire par une variation d'efficacité inobservable avec des électrons. C'est le cas par exemple lorsqu'une impulsion de grande amplitude a précédé l'impulsion à analyser. Les temps de relaxation de certains circuits après saturation peuvent être de plusieurs µs et l'on superpose ainsi à l'impulsion une composante variant avec le temps. Ces composantes sont très faibles mais suffisantes pour perturber la discrimination et introduire ainsi une perte d'événements variable.

Nous avons donc mesuré une distribution uniforme de neutrons (Fig. VIII.4b) obtenue à l'aide d'une source neutron-gamma (Po-Be) et en appliquant les mêmes critères de séparation neutron-gamma que dans l'expérience (voir chapitre suivant). L'ajustement par une distribution de la forme $N = N_o\ (1-\varepsilon t)$ conduit à une variation d'efficacité compatible avec zéro :

$$\varepsilon = -9(6).10^{-5}$$

et à un effet sur la vie moyenne des neutrons négligeable :

$$\Delta\tau = \varepsilon\tau^2 = 0{,}5(0{,}3) \text{ ns.} \qquad (61)$$

Chapitre IX

DISCRIMINATION NEUTRON-GAMMA

La première étape de l'analyse des événements consiste à isoler au mieux les neutrons des photons (ou électrons). C'est la difficulté majeure de l'expérience où le rapport neutrons/photons est faible (de l'ordre de quelques 10^{-3}). Nous avons décrit en détail dans le chapitre VI les deux procédés utilisés pour effectuer cette réjection : PSD1 et PSD2 et nous en avons présenté les performances mesurées avec une source radioactive délivrant photons et neutrons (source de Po-Be de rapport $n/\gamma \cong 1$). Le pouvoir de réjection du procédé le plus performant (PSD1) a été trouvé, pour des taux incidents plus faibles que ceux de l'expérience, voisin de 10^{-5}. Ce facteur - dit intrinsèque - se détériore pour des taux plus élevés du fait des empilements : l'impulsion créée par la superposition de deux photons quasi-simultanés ($\sim$ 100 ns) simule celle produite par un neutron. On montrera que l'utilisation d'un deuxième procédé en parallèle, PSD2, permet d'éliminer presque totalement les empilements. Le procédé PSD2 ne sera applicable cependant qu'aux événements NPF comme nous l'avons vu au chapitre VI : pour les 20% d'événements PF on devra (si l'on souhaite les conserver) effectuer une soustraction des empilements plus soignée.

I. PERFORMANCE DE LA DISCRIMINATION NEUTRON-GAMMA.

La figure IX.1 donne le rapport R neutron/gamma en fonction de l'énergie déposée pour les événements $\mu^- H$. Seul a été retenu l'intervalle de 7 µs débutant 1,5 µs après le pulse faisceau où se situent en majorité les neutrons de capture. Dans la bande d'énergie où ces derniers prédominent ($N\bar{E} < 2,0$ MeV e^-) R vaut 4.10^{-3} ; pour les autres régions il est plus faible ($< 10^{-3}$).

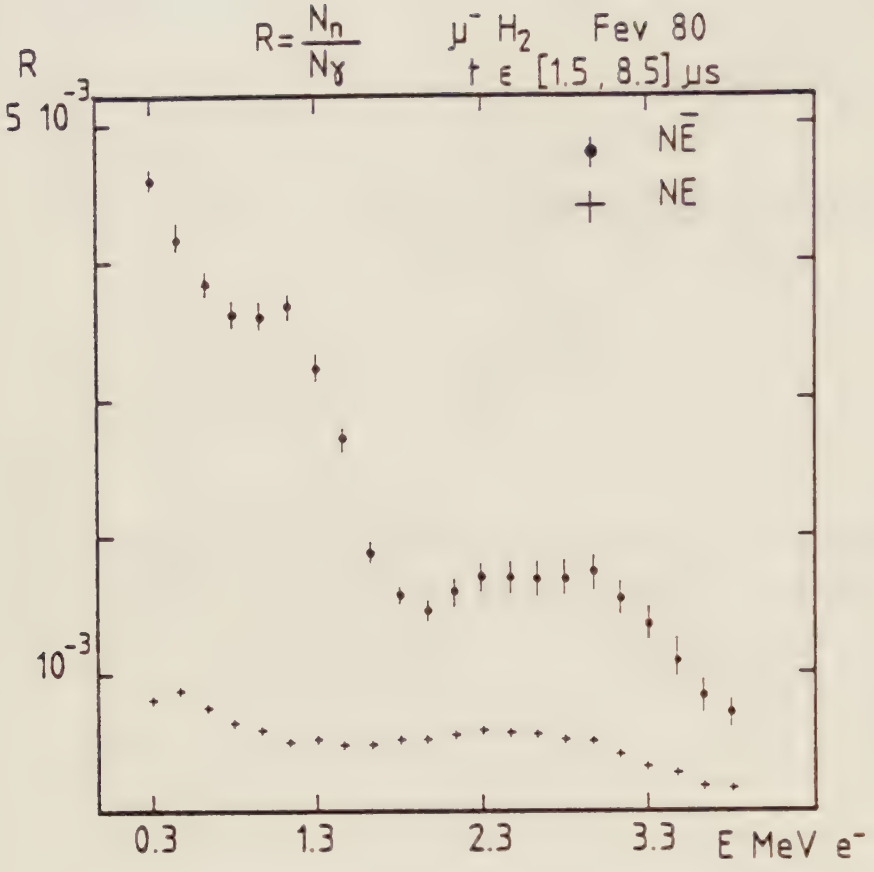


Figure IX.1

Rapport neutron-gamma données $\mu^- H$

Il est clair qu'une réjection de 10^{-5} induit une contamination négligeable de photons : $\alpha = 2{,}5.10^{-3}$. La vie moyenne de ces photons étant $\tau_o = 2{,}2$ μs, la distorsion qui en résulte sur celle des neutrons de capture, τ_c, sera $\Delta\tau = \alpha(\tau_c - \tau_o)$ soit ≅ 0,3 ns en supposant $\tau_c - \tau_o \cong 0{,}1$ μs. Cet effet est donc négligeable.

La figure IX.2 montre les séparations n-γ pour les deux procédés. On constate que la réjection est excellente en particulier pour PSD1 où elle approche la valeur intrinsèque de 10^{-5}. PSD2 donne une réjection un peu moins performante principalement pour les basses énergies. Le choix des coupures appliquées sur les deux paramètres pour isoler les neutrons est dicté par deux considérations :

i) des coupures "intermédiaires" réduisent la contamination en photons (surtout à basse énergie) ainsi que celle d'éventuels empilements car leur répartition est plus uniforme que celle des neutrons. Notons que l'inefficacité qui résulte de ces coupures n'affectera pas le résultat (effet relatif) dans la mesure où elle demeure constante en fonction du temps

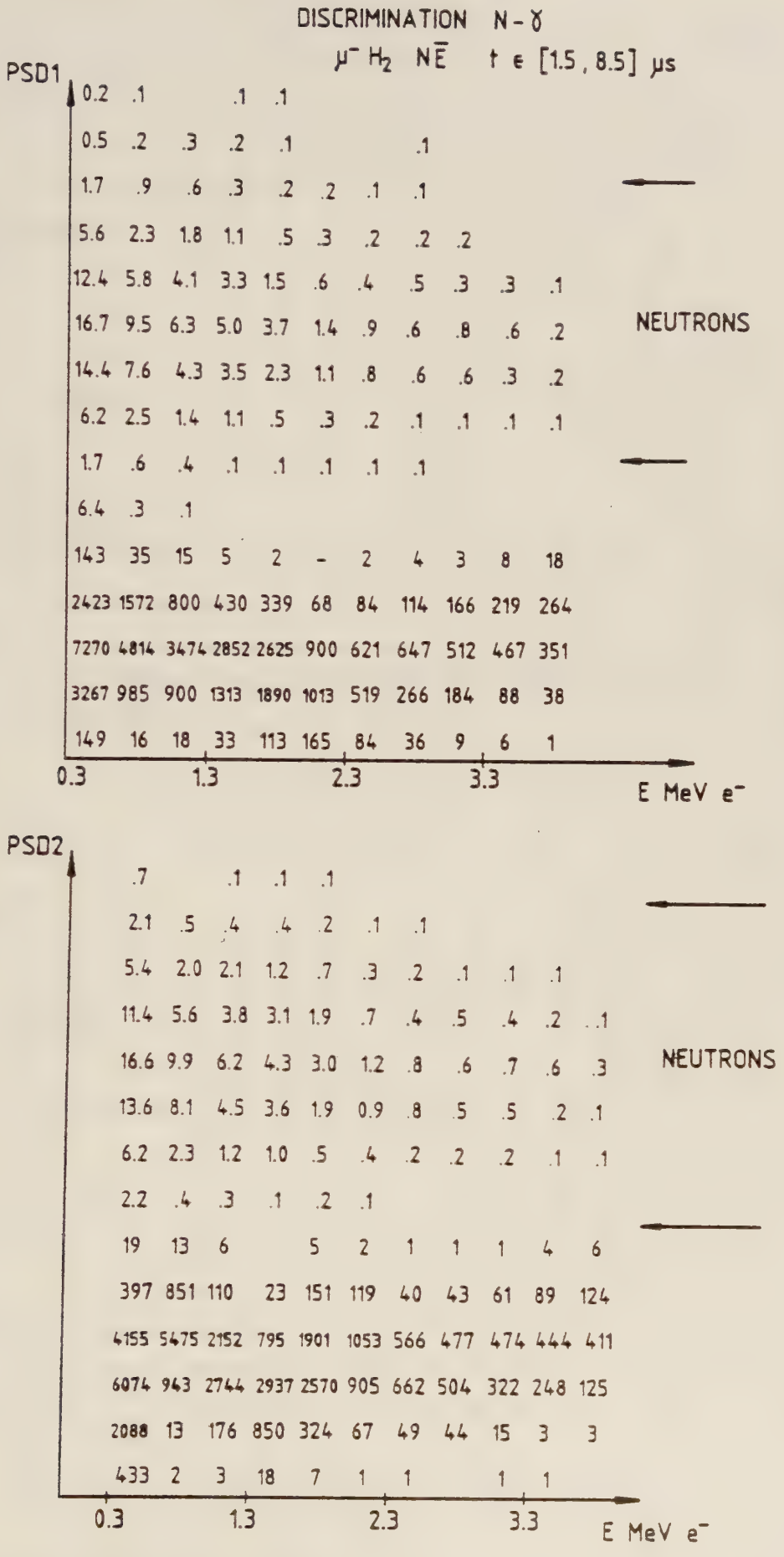
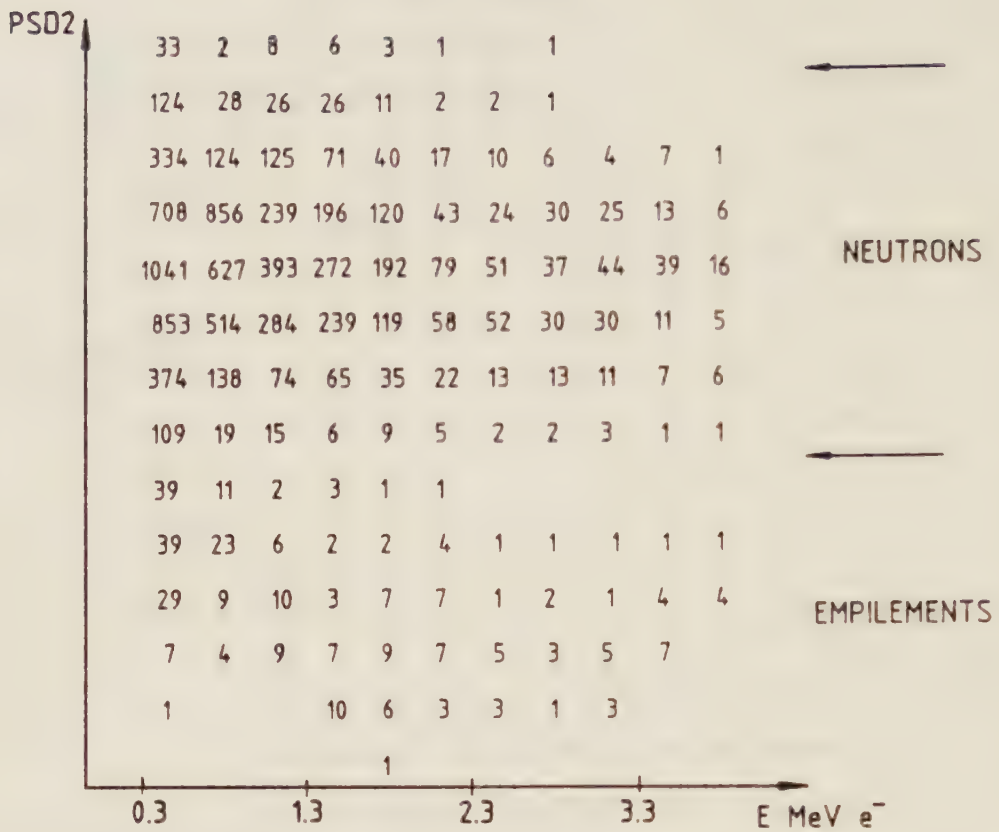


Fig. IX.2 - Séparation neutron-gamma : données $\mu^- H$ ($N\bar{E}$)

a)



b)

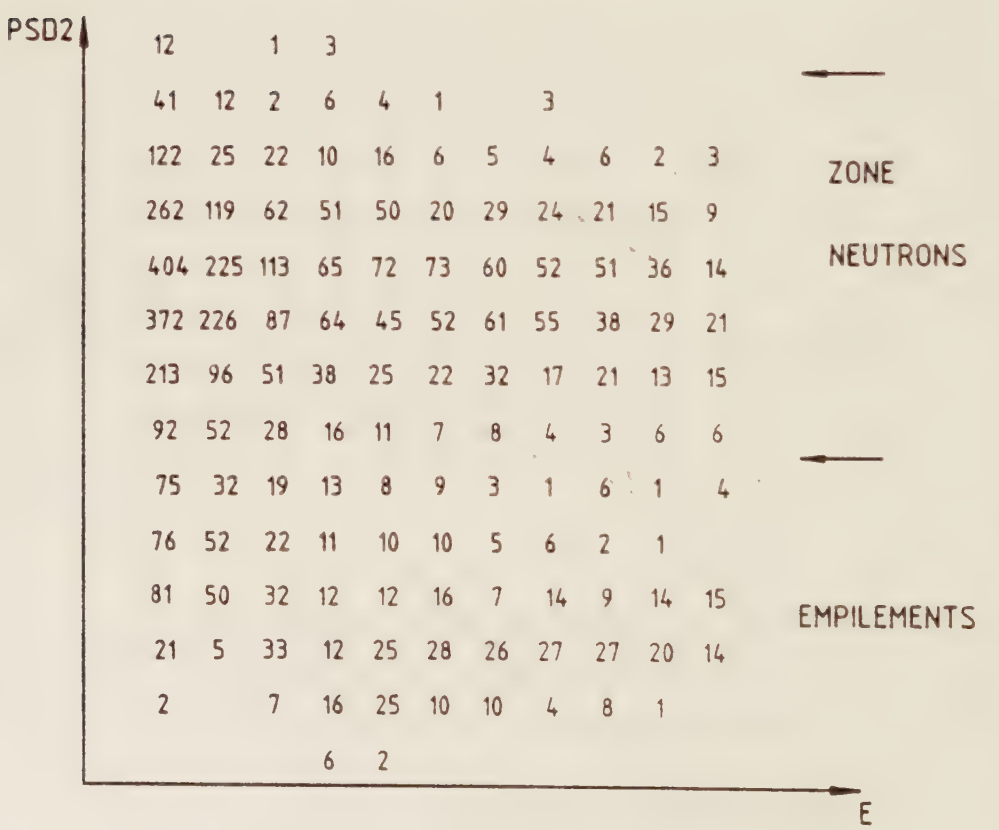


Fig. IX.3 - Séparation expérimentale des empilements : histogramme en fonction de PSD2 des événements neutrons PSD1.

ii) des coupures plus étroites engendrent une perte d'événements notable. De plus elles se traduisent par une variation d'efficacité non négligeable.

Les coupures retenues réalisent bien ce compromis. La perte d'événements est faible (< 5%) et nous avons vérifié (Chapitre VIII) que dans ces conditions l'efficacité de détection demeurait constante.

II. EMPILEMENTS

L'identification et l'élimination des empilements sont effectuées en couplant les deux procédés PSD1 et PSD2. La figure IX.3 montre l'histogramme de PSD2 pour des événements neutrons PSD1. Deux composantes apparaissent : la principale correspond à des neutrons PSD2, l'autre est plus proche des photons PSD2. L'interprétation de leur vie moyenne et de leur nombre confirmera qu'il s'agit d'empilements non discriminés par PSD1. L'application de coupures sur PSD2 élimine aisément cette composante. La séparation en trois groupes (photons neutrons et empilements) se retrouve naturellement sur la carte à deux dimensions PSD1/PSD2 (Fig. IX.4). On y voit apparaître des événements symétriques des précédents, à savoir neutrons PSD2/photons PSD1 qui sont totalement éliminés par les coupures sur PSD1.

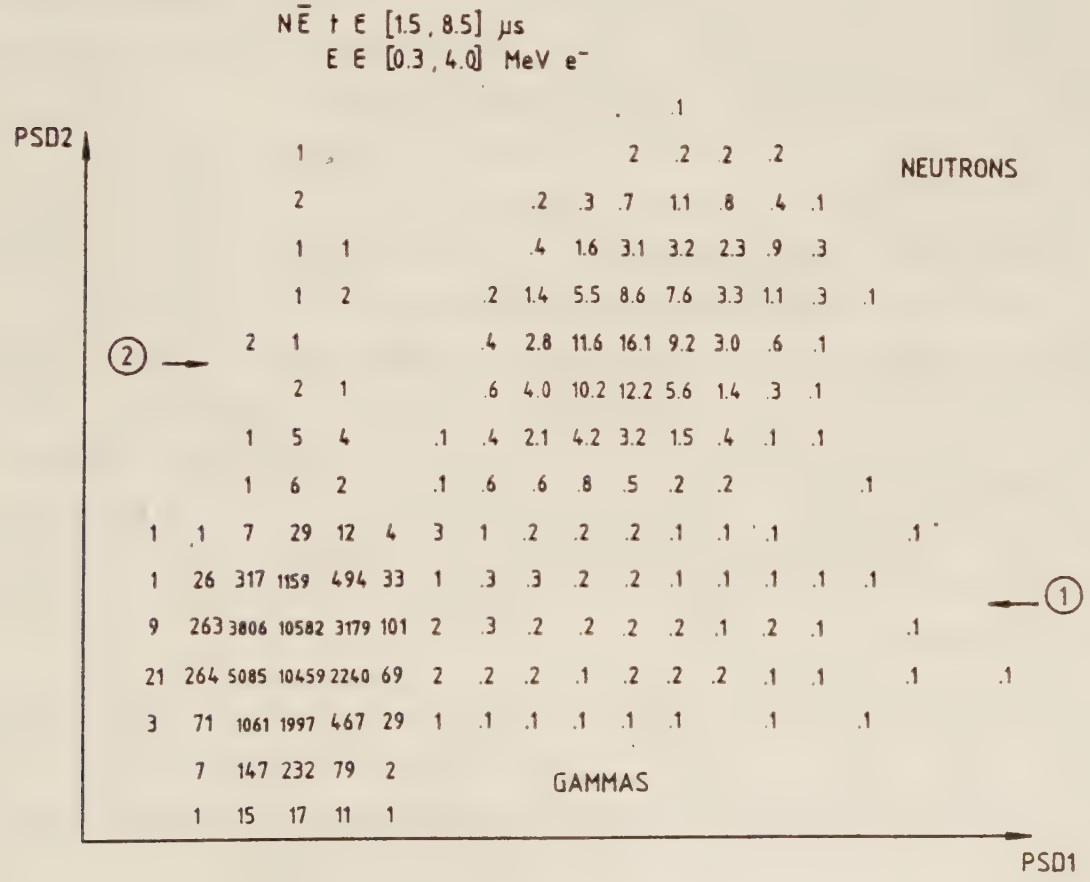


Fig. IX.4 - Séparation neutron, gamma et empilements (zones 1 et 2) : données μ^-H ($N\bar{E}$).

Dans ce qui suit, on distingue les empilements tels que les précédents, dits "Isolés", leur nombre est N_E^I, et ceux subsistants après application des coupures, dits "Résiduels", dont le nombre est N_E^R.

III. SOUSTRACTION DES EMPILEMENTS RESIDUELS

Afin de déterminer si d'éventuels empilements résiduels subsistent dans les événements $\mu^- H\ (n\bar{e})$, nous faisons usage de trois autres catégories d'événements :

a) $\mu^- H\ (ne)$; b) $\pi^+\ (n\bar{e})$; c) $\pi^+\ (ne)$.

Le principe de la soustraction consiste à évaluer N_E^I et N_E^R pour chaque catégorie d'événements et à vérifier que ces nombres observent la loi prévue dans le cas des empilements (que l'on peut calculer). N_E^I se déduit aisément des histogrammes analogues à la figure IX.3. N_E^R s'évalue à partir de la vie moyenne, et ce uniquement pour les données $\mu^- H\ (ne)$, $\pi^+\ (n\bar{e})$ et $\pi^+\ (ne)$: dans ces trois cas la vie moyenne des neutrons après correction est imposée (τ_o : il s'agit de photoneutrons, voir chapitre X). La déviation par rapport à cette valeur traduit l'effet des empilements résiduels.

Nous avons vérifié que N_E^I et N_E^R sont des fonctions calculables des flux de photons vus par les détecteurs, ce qui permet de corriger exactement les événements $\mu^- H\ (n\bar{e})$ de l'effet des empilements résiduels

1. Empilements isolés

Les empilements sont produits par la superposition de deux photons. Le photon n° 1 (que l'on détecte) d'énergie E, de type γe ou $\gamma\bar{e}$, de taux N_γ a une distribution a $\exp(-\lambda_o t)$ + b. Le photon n° 2, présent dans la porte retardée de PSD1 (largeur δ = 125 ns) est d'énergie plus faible (inférieure au seuil sinon il est éliminé comme multiple). Son taux est proportionnel au nombre total (N_γ^{TOT}) de photons ($\gamma\bar{e}$ + γe) et sa distribution temporelle est du même type que la précédente. Le facteur de proportionnalité ne dépend que de l'énergie E du photon n° 1 soit r (E) (les énergies des deux photons, pour simuler un neutron, ne sont pas indépendantes).

La distribution des empilements est le produit des deux précédentes et comprend donc des termes en $\exp(-2\lambda_o t)$, $\exp(-\lambda_o t)$ et un terme constant. Pour leur évaluation, on peut ne retenir que le premier terme qui donne l'effet dominant (Annexe II). On obtient alors un nombre d'empilements N_E :

$$N_E = N_\gamma\ N_\gamma^{TOT}\ r(E)\ \lambda_o \delta/2 = N_E^{calc} \times r(E)$$

qui s'évalue donc à partir des flux connus de photons N_γ et N_γ^{TOT}. Les événements isolés (neutrons PSD1/photons PSD2) vérifient une telle loi, ce qui confirme leur nature d'empilements : la figure IX.5 montre en effet que r(E) ne dépend pas du type de données considérées bien que N_E varie d'un facteur considérable (50) d'un type de données à l'autre (cf. tableau I). De plus les vies moyennes observées sont bien reproduites par le calcul : la comparaison détaillée est donnée dans l'annexe II.

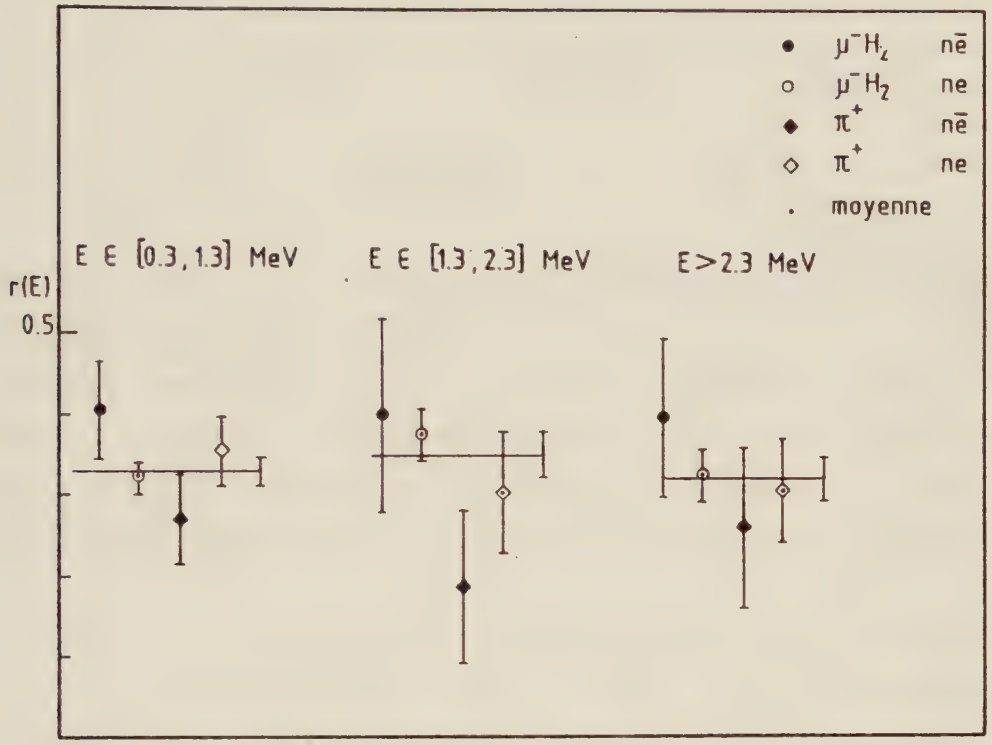


Fig. IX.5 - Rapport r(E) entre les nombres d'empilements calculés et isolés.

Tableau I - Variation des nombres d'empilements en fonction des données.

	E MeV e^-	$\mu^- H_2$ Fév. 1980		$\mu^- H_2$ Mai 1980		π^+ Fév. 1980		π^+ Mai 1980	
		$n\bar{e}$	ne	$n\bar{e}$	ne	$n\bar{e}$	ne	$n\bar{e}$	ne
N_E^{cal}	[0,3, 1,3]	1,3	5,3	2,8	6,7	50,7	67,5	35,5	78,8
10^7 portes	[1,3, 2,3]	0,42	2,1	0,82	3,2	15,9	25,5	10,8	30,2
	> 2,3	0,32	2,0	0,95	6,2	11,5	23,0	12,4	44,9

2. Empilements résiduels

La contribution des empilements résiduels dans la zone neutron est évaluée à partir de leur effet sur la vie moyenne.

Soit N_n le nombre de vrais neutrons et τ_n (~ 2,2 µs) leur vie moyenne. Soit N_E^R celui des empilements τ_E (~ 1,1 µs) leur vie moyenne. La vie moyenne τ de la totalité des évènements ($N = N_n + N_E^R$) diffère de celle des neutrons par :

$$\Delta\tau = (\tau_n - \tau) = \frac{N_E^R}{N} (\tau_n - \tau_E) = (\tau_n - \tau_E) \times \alpha \times \varepsilon(E) \qquad (62)$$

$$\alpha = N_\gamma \times N_\gamma^{TOT}/N$$

et permet de déterminer $\varepsilon(E)$ (donc N_E^R) pour peu que l'on connaisse la vie moyenne des neutrons.

C'est le cas des données π^+ et $\mu^- H_2$ (ne) : la composante essentielle est due aux photoneutrons. On ne peut avoir de neutrons de capture et la seule autre composante hormis les cosmiques, c'est-à-dire les neutrons faisceau est très faible. La vie moyenne des neutrons est dans ces trois cas égale à celle des µ soit τ_{μ^+} ou τ_{μ^-} (~ 2195 ns).

La figure IX.6 présente les résultats obtenus (voir aussi annexe II) pour trois bandes en énergies. On a porté les deux valeurs de ε selon que l'on utilise ou non PSD2 pour définir la zone neutron : on constate que l'utilisation de PSD2 réduit considérablement le nombre d'empilements simulant un neutron, nombre qui devient compatible avec zéro dans ce cas.

Le tableau II donne les valeurs de α et permet de comparer l'effet des empilements sur la vie moyenne en fonction du type de données. Les données $\mu^- H_2$ ($n\bar{e}$) sont les moins sensibles (facteur 10 à 50) pour deux raisons :

- L'effet est plus grand (facteur 10) pour les ne que pour les $n\bar{e}$: ceci est dû au rapport neutron/gamma plus favorable dans le cas des $n\bar{e}$ (Fig. IX.1).

- L'effet est plus important pour les π^+ (facteur 3 à 4) à cause des taux plus élevés.

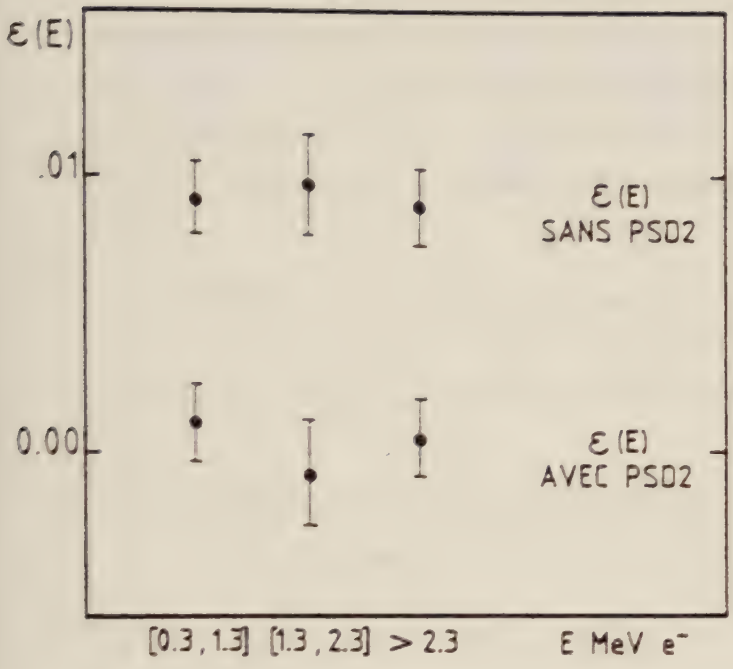


Figure IX.6

Réduction du nombre d'empilements par l'utilisation de PSD2.

Tableau II - Effet des empilements sur la vie moyenne des neutrons : sensibilité des différentes données.

	E MeV e⁻	$\mu^- H_2$ Fév. 1980		$\mu^- H_2$ Mai 1980		π^+ Fév. 1980		π^- Mai 1980	
		$\bar{ne}$	ne	$\bar{ne}$	ne	$\bar{ne}$	ne	$\bar{ne}$	ne
$\frac{N_\gamma}{N} / N_\gamma^{TOT}$	(0,3, 1,3)	0,97	9,7	1,55	13,2	10,8	37,0	9,6	42,2
	1,3, 2,3	1,16	13,5	1,65	23,4	18,1	43,3	14,9	56,0
	> 2,3	3,4	14,3	4,4	37,6	28,7	49,9	18,6	81,7

IV. CONCLUSION

L'analyse de forme de l'impulsion permet d'obtenir pour *des événements isolés*, un pouvoir de séparation neutron-gamma meilleur que 10^{-5}. L'effet sur la vie moyenne des neutrons dû à cette contamination est alors inférieur à 0,3 ns (pour les données $\mu^- H_2$ ($n\bar{e}$) d'énergie inférieure à 2 MeV d'où l'on extrait les neutrons de capture).

La limitation est dans notre cas due aux empilements : le pouvoir de séparation obtenu en n'utilisant que PSD1 est de 6.10^{-5}. Compte tenu de la vie moyenne des empilements, ceci se traduirait par un effet de 16 ns sur la vie moyenne des neutrons.

L'utilisation de PSD2 permet de réduire cet effet d'un facteur 5 et de le mesurer sans ambiguïté. La correction finale est alors seulement de :

$$\Delta\tau = (3 \pm 2) \text{ ns.} \qquad (63)$$

Chapitre X

BRUIT DE FOND NEUTRON

La figure X.1 montre la distribution temporelle des événements $\mu^- H\ (n\bar{e})$.

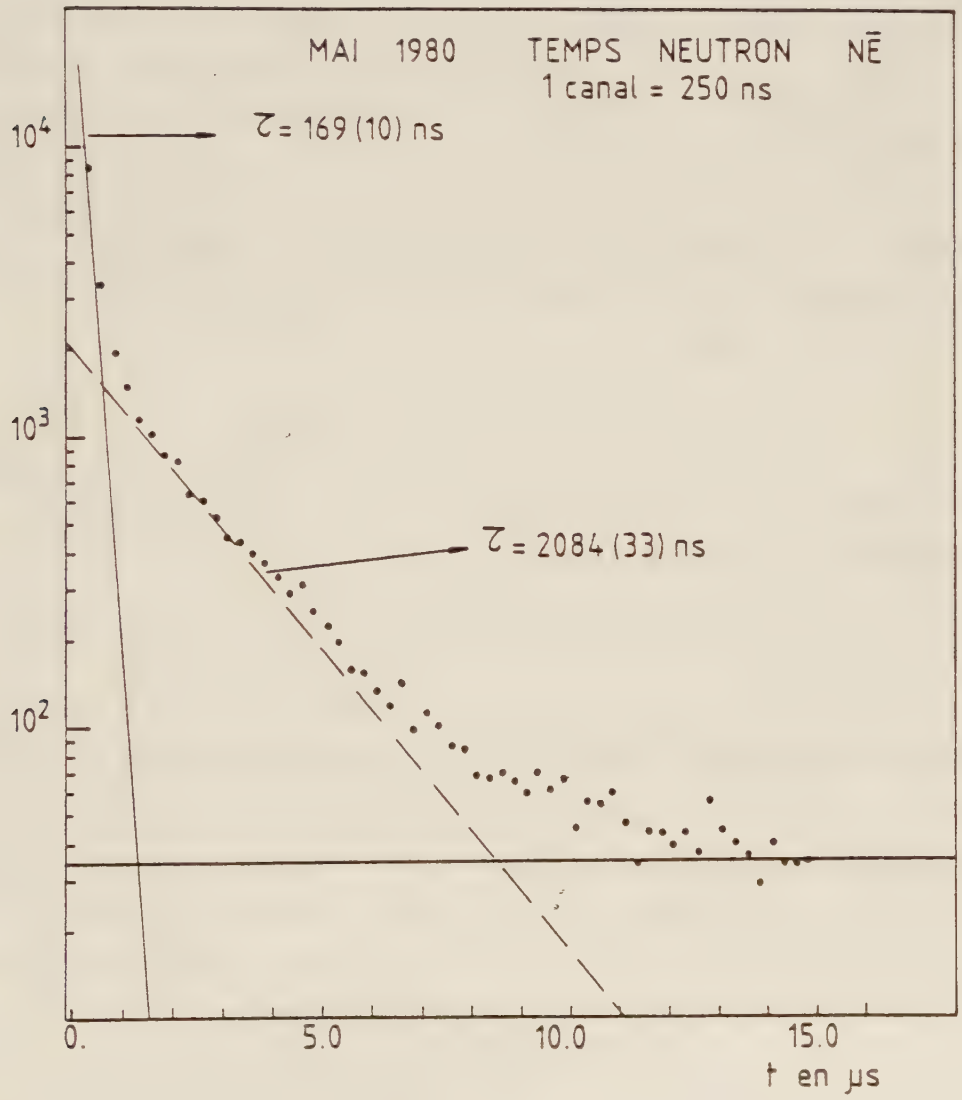


Fig. X.1 - Spectre en temps des neutrons $N\bar{E}$ $(\mu^- H)$

Pour obtenir les véritables neutrons de capture n_c sur l'hydrogène, il faut soustraire plusieurs types de neutrons parasites déjà décrits au chapitre VII. Ils sont produits par :

- les μ^- générateurs de photoneutrons n_γ de vie moyenne τ_o et de neutrons de capture dans le cuivre des parois (n_{Cu}) ;

- le faisceau primaire d'électrons générateur de neutrons rapides (dits neutron faisceau) de structure en temps mal définie ;

- le rayonnement cosmique.

L'étude de ces sources variées définira les conditions optimales d'obtention de l'information physique, c'est-à-dire la vie moyenne τ_{nc} des neutrons de capture sur l'hydrogène. Nous pouvons pour cela effectuer des coupures sur l'échelle des énergies et sur celle des temps : remarquons ainsi que :

i) Le spectre en temps est dominé pour $t < 0,8$ µs et $t > 15$ µs par des composantes de vie moyenne très différentes de 2,2 µs. Elle ne peuvent être dues aux neutrons de capture dont la vie moyenne est proche de 2,2 µs. Ces deux périodes seront donc exclues de l'analyse. L'étude des composantes lentes (cosmiques, neutrons faisceau : premier paragraphe) et des composantes rapides (cuivre, neutrons faisceau : troisième paragraphe) nous conduira à mesurer τ_{nc} sur une période (durée T débutant avec un retard R) :

T = 7 µs	R = 1,5 µs

ii) La gamme d'énergie où sont attendus les neutrons de capture ($E < 2,8$ MeV e^-) sera séparée en trois bandes :

$$[0,3,\ 0,63] \qquad [0,63,\ 1,97] \qquad [1,97,\ 2,8] \text{ MeV } e^-$$

correspondant à des rapports signal/bruit très différents : seules les deux premières seront utilisées pour la mesure de τ_{nc} (paragraphe V).

Le tableau I résume les résultats de ce chapitre en présentant les taux de neutrons provenant des diverses sources.

Tableau I - Nombre de neutrons $n\bar{e}$ (R = 1,5 μs, T = 7 μs)

Bande énergie	1 0,3 - 0,63	2 0,63 - 1,97	3 1,97 - 2,8	4 > 2,8
Total	21142	26761	2558	1589
Cosmiques	2757(23)	1886(19)	288(8)	195(6)
MUL 1	38(28)	43(31)	12(9)	12(9)
MUL 2	35(16)	65(27)	8(5)	4(4)
Reste	18312(151)	24767(170)	2250(52)	1378(41)
N_F	4000(333)	2620(270)	471(113)	293(86)
N_γ	3770(692)	4410(814)	1333(249)	1085(111)
Capture N_c	10542(783)	17737(874)	446(278)	0

MUL 1, MUL 2 : neutrons dus aux empilements ayant respectivement une vie moyenne de 1,1 et 2,2 μs

N_F : neutrons faisceau

N_γ : photoneutrons

I. COMPOSANTES LENTES : COSMIQUES

Les neutrons de vies moyennes $\tau >> 2,2$ μs ont pour seules origines le rayonnement cosmique et le faisceau primaire d'électron. Ils sont analysés dans la partie retardée du spectre en temps ($t > 17,5$ μs).

1. Pour toutes les données ($\mu^- H$ ou CV, $n\bar{e}$ ou ne) et quelle que soit l'énergie, ils sont dus uniquement au rayonnement cosmique. En effet :

Les taux de ces événements sont compatibles (Tableau II) avec les taux de rayonnements cosmiques enregistrés avant et après la période de faisceau correspondant (données cosmiques). Pour les données $\mu^- H(n\bar{e})$ on obtient :

$$\boxed{N_{Ret}/N_{cos} = 0,990(0,008)} \quad . \qquad (64)$$

La distribution temporelle observée est uniforme (Fig. X.2). Un ajustement par une courbe $N(t) = N_o(1 + \varepsilon t)$ donne des pentes ε statistiquement compatibles avec zéro

$$\varepsilon = -4,8(5,2).10^{-4}\ \mu s^{-1} \quad \text{données} \quad \mu^- H(n\bar{e}).$$

Tableau II - Composante retardée

Type, Date		nē			ne		
		r	ε × 10^3 μs^{-1}	χ^2_-	r	ε	χ^2_-
$\mu^- H_2$	F80	0,987(0,010)	-0,8(0,6)	29/31	1,071(0,038)	-0,9(2,1)	32/31
	M80	0,996(0,014)	0,7(1,1)	38/41	1,019(0,054)	3,5(3,9)	31/41
CV	F80	1,026(0,031)	0,0(2,8)	26/37	0,871(0,103)	2,0(11,7)	35/37
	M80	0,982(0,017)	-0,8(1,1)	33/41	0,986(0,059)	-2,5(3,6)	33/41
	N80	0,982(0,013)	-0,6(0,4)	36/43	1,010(0,047)	-0,7(1,5)	31/43
COS	F80		0,5(0,5)	46/53	-	0,0(1,8)	53/53
	M80		-0,2(0,5)	38/57	-	0,6(1,6)	57/57
	N80		1,0(0,7)	57/61	-	4,8(2,8)	[illegible]

r : Rapport des nombres de neutrons retardés/neutrons cosmiques

ε, χ^2_- : Pente mesurée par un ajustement des distributions temporelles en N(t) = $N_0(1+\varepsilon t)$ et valeur du χ^2 correspondant

F80, M80, N80 : Période expérimentale février, mai, novembre 1980.

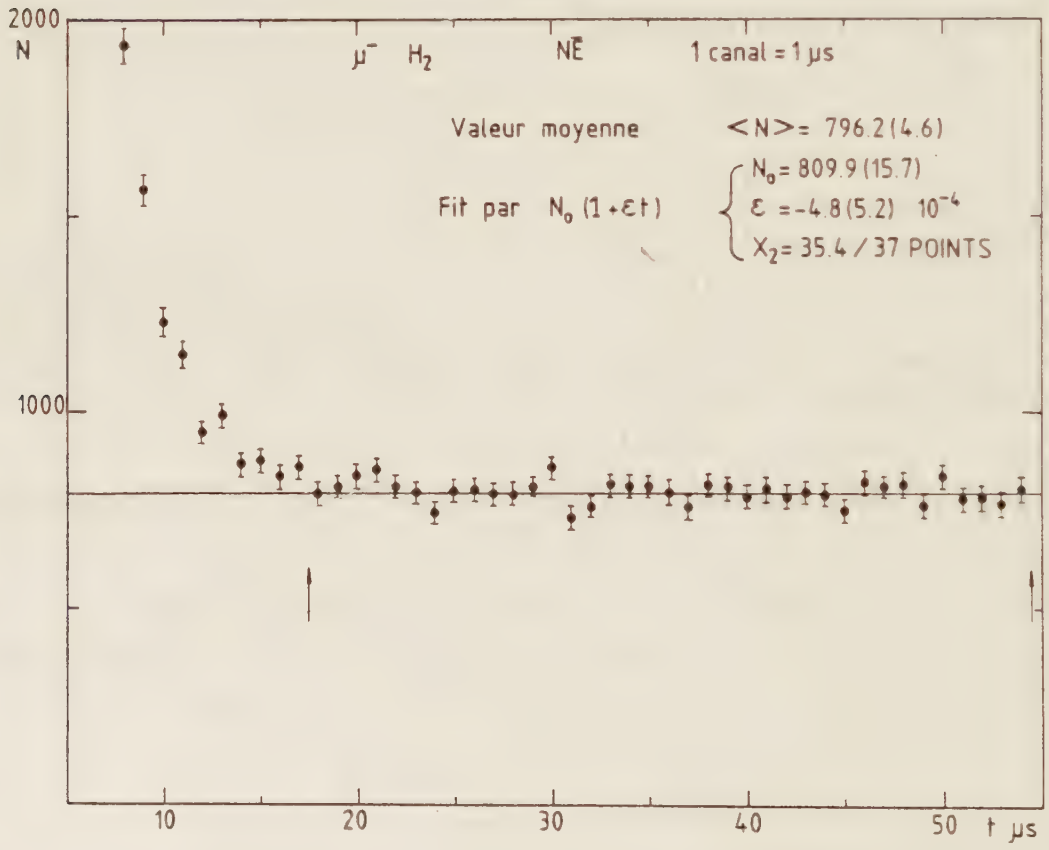


Fig. X.2 - Distribution temporelle des neutrons $N\bar{E}$ retardés

2. Effet sur la mesure de τ_{nc}

La soustraction de cette composante uniforme ne pose aucune difficulté. Son niveau moyen, mesuré sur 40 μs, est soustrait canal par canal. La vie moyenne τ_o des événements restants est obtenue par la méthode décrite au chapitre VII.

La formule (56), donnant l'erreur sur τ_o, montre qu'en présence de bruit uniforme il existe une durée optimale T d'analyse. Elle varie pour les données $\mu^-H(n\bar{e})$ entre 6 et 9 μs suivant l'énergie. Nous avons choisi T = 7 μs pour cette analyse.

Remarquons que la présence des cosmiques a une influence non négligeable sur la précision car elle empêche de "voir" les événements de capture retardés qui seraient précieux pour la mesure de la vie moyenne. La limitation à 7 μs de la durée d'analyse de l'exponentielle fait passer l'erreur sur la vie moyenne de 9,9 ns (absence de cosmique, T = ∞) à 15 ns (pour E < 1,97 MeV). Une protection de 1 à 2 mètres de béton au-dessus du dispositif expérimental aurait amélioré la mesure en réduisant le taux de cosmiques. Malheureusement la disposition du liquéfacteur d'hydrogène dans l'expérience ne permettait pas d'installer une telle protection.

II. MESURE CIBLE VIDE

1. But de ces mesures

Ces mesures, où un vide primaire est établi dans la cible, sont destinées à étudier les neutrons produits par le faisceau. Elles s'effectuent soit en réduisant l'impulsion des μ^- incidents, soit en augmentant l'épaisseur d'absorbeur de manière à compenser l'absence d'hydrogène. Les deux méthodes donnent des résultats identiques. L'absence d'hydrogène élimine neutrons de capture et photoneutrons. Ils sont remplacés par les neutrons de capture des μ^- arrêtés dans le cuivre des parois et qui décroissent rapidement (τ_{Cu} = 165 ns). Au-delà d'un certain retard nous ne serons sensibles qu'aux neutrons faisceau, aux neutrons produits par capture des μ^- s'arrêtant dans les scintillateurs et naturellement aux cosmiques. Nous observons effectivement dans ces conditions (Fig. X.3) :

i) une composante rapide (τ = 176 ns) dont l'effet devient négligeable pour t > 1,5 μs. Ce point sera précisé ultérieurement ;

ii) une composante cosmique mesurée et soustraite comme pour les données μ^-H ;

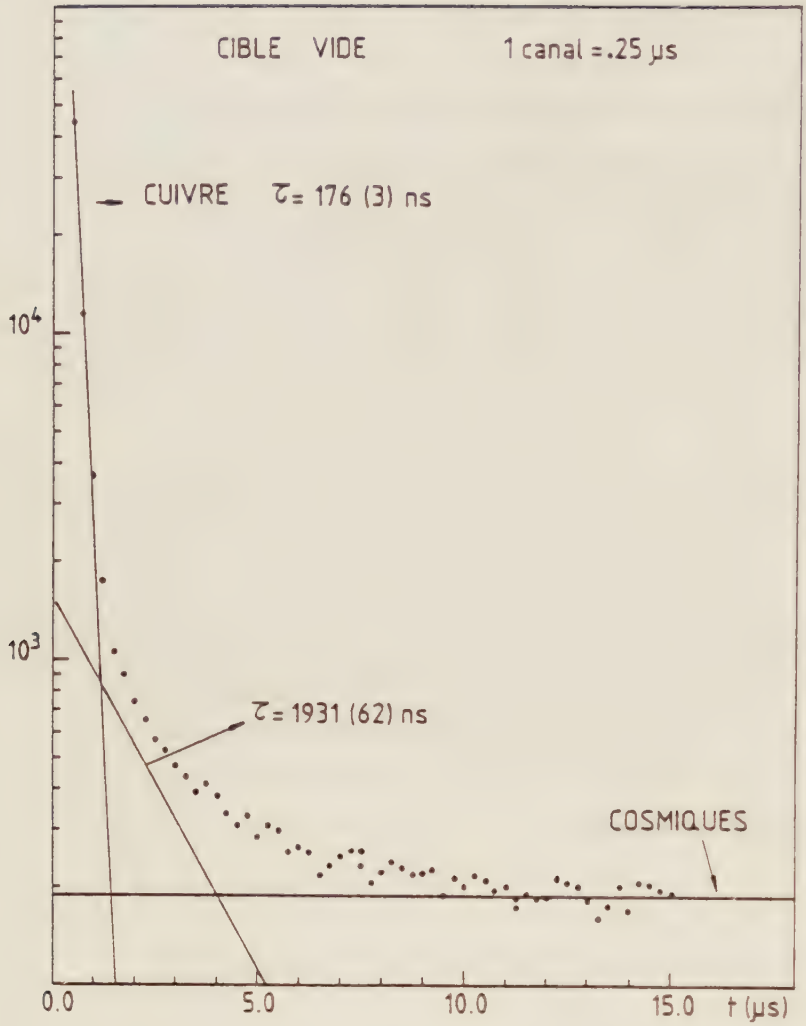


Figure X.3

Distribution temporelle brute des neutrons nΞ observés cible vide

Tableau III - Données CV

Bande Energie	1	2	3	4
N_{cos}	2963	1890	298	323
N_P	71(39)	50(28)	7,5(4,1)	7,8(4,3)
N_{CV}	3187(88)	2182(70)	291(70)	296(25)
τ_{CV}	2,13(0,10)	1,85(0,10)	1,88(0,29)	1,83(0,28)
$\chi_2/28$	52	36	19	25

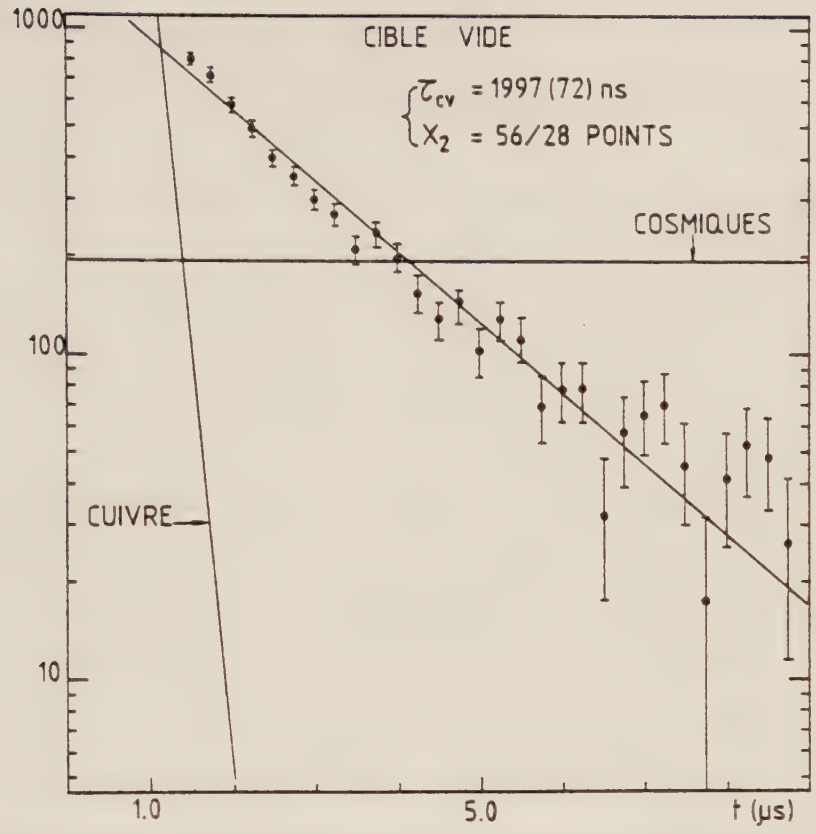


Fig. X.4 - Distribution temporelle des neutrons faisceau ($n\bar{e}$)

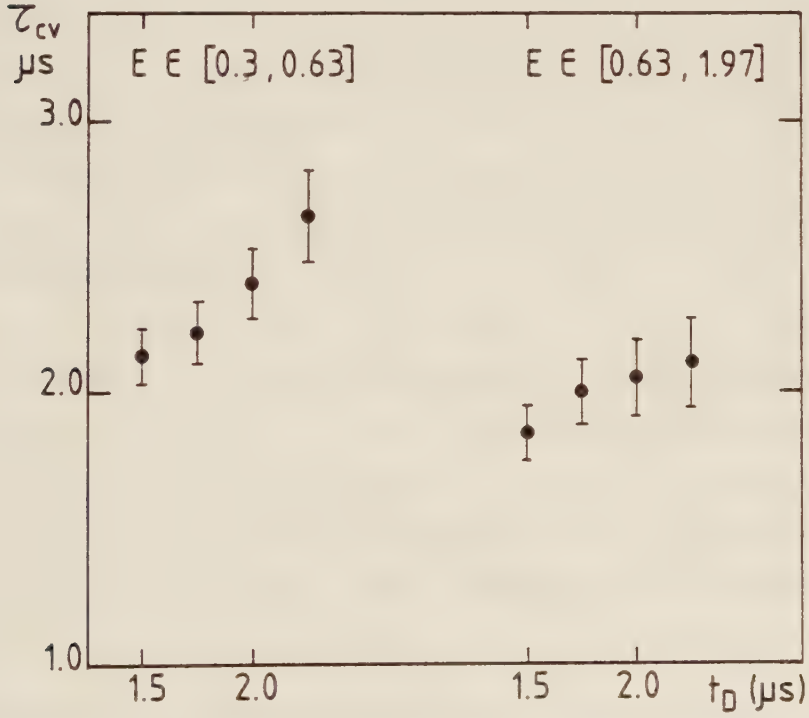


Fig. X.5 - Vie moyenne des neutrons faisceau ($n\bar{e}$) en fonction du retard

iii) une composante résiduelle de vie moyenne τ_{CV} proche de 2 µs et dont le niveau, pour E < 2,0 MeV, représente 15,4(1,0)% de celui observé cible pleine. Les nombres de neutrons cosmiques (N_{cos}), de neutrons dus aux parois (N_P) et de neutrons restants (N_{CV}) sont donnés dans le tableau III.

2. Analyse et résultats

La vie moyenne τ_{CV} de la composante résiduelle (Fig. X.4) est présentée dans le tableau III. La présence des neutrons cosmiques à un niveau $N_{cos}/N_{CV} = 0,90$ augmente considérablement l'erreur sur τ_{CV} qui passe ainsi de 26 à 64 ns (E < 2,0 MeV).

Sa structure temporelle est plus complexe qu'une simple exponentielle. Cette conclusion, visible sur la figure X.4, est confirmée par deux observations :

i) τ_{CV} dépend de l'énergie (Tableau III) et du retard avec lequel nous débutions l'analyse (Fig. X.5 où nous avons porté les valeurs de τ_{CV} pour différents retards R (T restant fixé à 7 µs)) ;

ii) Le χ_2 pour une courbe de forme $N \exp(-t/\tau_{CV})$ est très supérieur à 1.

Cette complexité aura des conséquences quant à la soustraction de cette composante.

3. Interprétation

Si la composante ainsi mise en évidence est uniquement due aux neutrons faisceau (produits par le faisceau primaire d'électrons ou les μ^- s'arrêtant avant le collimateur), elle sera présente au même niveau cible pleine. Par contre si elle provient des μ^- s'arrêtant dans les scintillateurs, elle sera réduite, cible pleine, d'un facteur 10 (Chapitre V) du fait de l'épaisseur plus grande de la cible.

On peut estimer le nombre de neutrons de capture sur le carbone des scintillateurs (de vie moyenne 2,03 µs) :

- le rapport entre les nombres de μ^- stoppés dans les scintillateurs cible vide et dans l'hydrogène cible pleine est de 3.10^{-4}. Il est déterminé par le nombre d'électrons de désintégration de vie moyenne 2,2 µs cible pleine ou 2,03 µs cible vide (Chapitre V) ;

- le rapport des nombres de neutrons correspondants (N_S et N_C) est alors de

$$N_S/N_C = 3.10^{-4} \times \Lambda_C^C/\Lambda_{OM} = 3.10^{-4} \times 37\,000/500 = 2,2\%$$

On suppose ici la même efficacité de détection des neutrons de capture sur le carbone et sur l'hydrogène, ce que nous avons vérifié à mieux de 50%.

Le niveau obtenu 2,2(1,1)% ne représente qu'une faible fraction du niveau observé cible vide soit : N_{CV}/N_C = 24,4(1,3)% (Tableau I). On mesure donc, par ces données CV, essentiellement la composante due aux neutrons faisceau. La soustraction des neutrons du carbone ne modifie les vies moyennes τ_{CV} que d'une quantité, $\delta\tau = (\tau_{CV} - 2,03) \times 2,2/24,4$ négligeable dans tous les cas devant l'erreur sur τ_{CV}.

Cette conclusion est confirmée par deux mesures complémentaires où les μ^- sont arrêtés avant la cible et qui ne sont ainsi sensibles qu'aux neutrons faisceau. Ceci s'obtient :

i) en arrêtant les μ^- dans 35 mm de cuivre disposé à la sortie du collimateur. Le nombre de neutrons observés N_1 diffère peu de celui cible vide : N_1/N_{CV} = 0,94(0,21) ;

ii) en arrêtant les μ^- à l'entrée du canal magnétique : pour cela on ferme complètement les fentes F_o (Chapitre V) et les deux aimants A_1 et A_2 sont mis hors tension. Ces données seront appelées par la suite données CV OFF. Le nombre de neutrons N_2 vaut dans ce cas N_2/N_{CV} = 0,71(0,06).

Ces deux rapports donnent une limite inférieure de la proportion, dans les données CV, de neutrons faisceau : limite inférieure car d'une part on accroît la protection des détecteurs (par les 35 mm de cuivre ou la fermeture des fentes) et d'autre part on élimine, dans la deuxième expérience, les neutrons produits dans le canal magnétique par les μ^-.

4. Soustraction des neutrons faisceau

Le premier problème que pose cette soustraction est la normalisation du nombre de neutrons N_{CV}. Il a été mesuré au cours de trois séquences (Fév., Mai, Nov. 1980) dans des conditions variables de largeur de pulse et d'intensité crête du faisceau d'électrons. La comparaison entre les trois séquences montre que le nombre de neutrons faisceau est proportionnel à l'intensité crête. Normalisé à la même intensité on trouve respectivement (unités arbitraires)

1,13 ± 0,08 (Fév.) 1,11 ± 0,06 (Mai) 1,14 ± 0,02 (Nov.)

L'intensité crête variant très peu, au cours d'une même séquence, entre les données μ^-H et CV, nous avons effectué la soustraction séquence par séquence, le nombre de neutrons faisceau étant simplement multiplié par le rapport des nombres de portes μ^-H et CV.

La complexité de la distribution temporelle des neutrons faisceau impose d'une part de mesurer ses caractéristiques pour chaque bande d'énergie, d'autre part de connaître de manière relativement précise le retard. Celui-ci est déterminé avec une précision de ± 100 ns ; la figure X.5 montre que cette précision est suffisante.

III. COMPOSANTES RAPIDES

La composante rapide observée dans les données $\mu^- H$ (Fig. X.6) ne peut être due aux neutrons de capture et quel que soit son origine devra être soustraite. Notons tout d'abord que son importance rend négligeable le gain en précision qu'apporterait l'analyse des neutrons de capture pour $t < 0{,}8$ µs. Le problème posé pour analyser cette première partie du spectre en temps ($t < 2$ µs) est amené par l'inconnue supplémentaire qu'introduit le nombre de neutrons dus aux μ^- s'arrêtant dans le cuivre. Au-delà de $t = 2$ µs, cette composante est négligeable.

Ces neutrons sont également présents cible vide (Fig. X.7) mais à un niveau très supérieur : plus de 90% des μ^- incidents s'arrêtent alors dans le cuivre contre moins de 10% cible pleine ; nous ne pouvons donc mesurer l'effet simultané des neutrons faisceau et du cuivre par les données CV.

L'analyse des nombres d'événements (N_R : mesurés sur 250 ns avec $R = 0{,}5$ µs ; tableau IV) montre que plus de 75(3)% des neutrons sont dus au cuivre : cette valeur est donnée par le nombre de neutrons cible pleine qui est une limite supérieure au nombre de neutrons faisceau.

Tableau IV - Composante rapide (mai 1980)
Taux de neutrons pour 10^6 portes $R = 0{,}5$ µs $T = 0{,}25$ µs

	$\mu^- H_2$	CV	CV OFF
N_R	2,41(0,30)	9,47(0,14)	0,93(0,08)
N_I	1,37(0,28)	0,25(0,06)	0,19(0,06)
τ_R (ns)	169(10)	171(6)	224(44)

N_R : ce taux est obtenu après soustraction, outre des cosmiques, d'une composante (N_I) dont le niveau et la dépendance temporelle sont mesurés pour $R > 1{,}5$ µs puis extrapolés. On soustrait ainsi neutrons de capture, photoneutrons, neutrons faisceau de vie moyenne $\tau \gg 200$ ns ; cette soustraction n'étant qu'approximative, nous avons ajouté une erreur systématique de 20% sur N_I.

τ_R : vie moyenne de cette composante rapide.

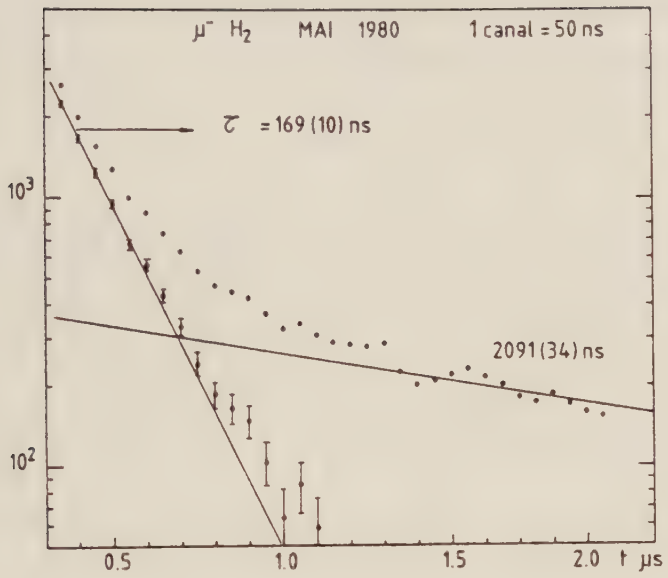


Figure X.6

Composante rapide ; données $\mu^- H$ ($n\bar{e}$)

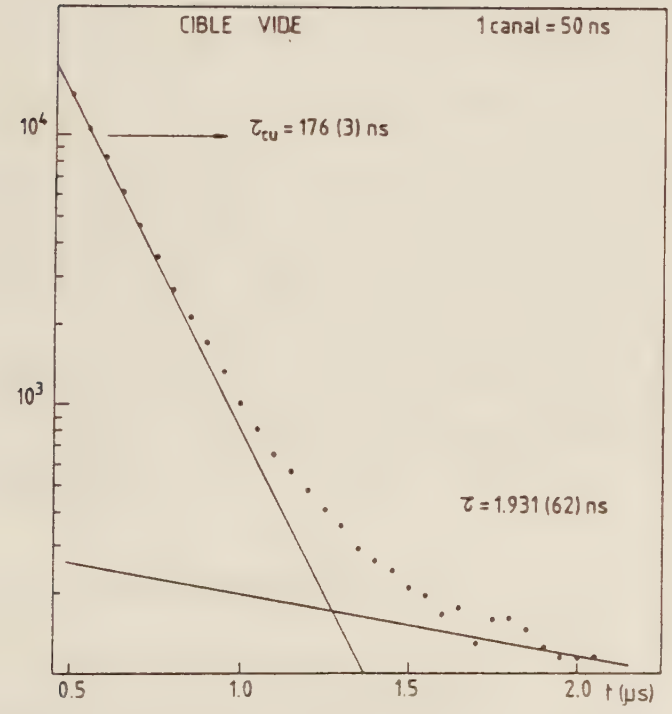


Figure X.7

Composante rapide ; données CV ($n\bar{e}$)

La soustraction des neutrons du cuivre est donc indispensable pour une mesure correcte des neutrons faisceau. Elle est effectuée à partir du nombre N_R, affecté d'une erreur systématique de 25% et extrapolé avec τ = 165(15) ns. Compte tenu de ces erreurs systématiques, la vie moyenne des neutrons faisceau n'est mesurée avec une précision suffisante qu'au delà de :

$$R = 1,5\ \mu s$$

Pour les données $\mu^- H_2$ la composante rapide est principalement due aux neutrons faisceau. Elle sera donc éliminée lorsque nous soustrairons ceux-ci. Deux limites inférieures à la proportion de neutrons faisceau sont données par :

i) les données CV OFF, sensibles aux seuls neutrons faisceau : les neutrons faisceau représentent donc au moins 0,93/2,41 = 39(6)% des neutrons $\mu^- H$;

ii) les données CV : si tous les neutrons observés cible vide sont dus au cuivre, leur nombre sera réduit d'au moins un facteur 10 cible pleine. On obtient ainsi comme limite inférieure :

$$(2,41 - 0,1 \times 9,47)/2,41 = 67(2)\%$$

Nous avons considéré que tous ces neutrons sont des neutrons faisceau et négligé une éventuelle contribution des neutrons du cuivre ; la limite supérieure obtenue pour ceux-ci (33 ± 2%) se traduisant par une correction négligeable (< 1 ns) sur la vie moyenne des neutrons de capture.

IV. PHOTONEUTRONS

Pour soustraire les photoneutrons, on utilise la différence entre leur spectre en énergie et celui des neutrons de capture dont l'énergie maximale est de 2,8 MeV e^- (nous reviendrons sur ce point à la fin de ce paragraphe). Les neutrons $n\bar{e}$ ($\mu^- H$) détectés au-delà de cette énergie sont, mis à part une faible proportion de cosmiques (12%) et de neutrons faisceau (18%) des photoneutrons. Leur vie moyenne τ = 2,208(0,157) μs le confirme. La mesure du nombre de photoneutrons $n\bar{e}$ d'énergie > 2,8 MeV, permet alors de les soustraire, connaissant leur spectre en énergie.

1. Spectre en énergie des photoneutrons

Un premier spectre en énergie est mesuré à partir des *neutrons ne* ($\mu^- H$) détectés simultanément. La coïncidence avec un événement dans le compteur E éliminant les neutrons de capture, il ne reste qu'à soustraire cosmiques (2%) et

et neutrons faisceau (< 0,5%) pour obtenir le spectre en énergie des photoneutrons (ne). Les neutrons sont produits essentiellement par réaction (γ,n) ou (γ,p) sur les noyaux de carbone du détecteur neutron, à partir des photons de haute énergie (> 15 MeV) dus aux électrons de désintégration. Le spectre en énergie des photons et donc des neutrons dépend de celui des électrons d'où une éventuelle différence entre le spectre des photoneutrons ($n\bar{e}$) et celui que l'on mesure par les (ne). Dans ce cas, les électrons ont traversé la cible (0,34 L_{rad}) avant de produire un photon.

Pour évaluer la sensibilité du spectre à de tels effets, nous avons également utilisé deux autres géométries en ajoutant avant ou après le compteur une épaisseur (2,5 mm de plomb soit 0,45 L_{rad}) équivalente à celle de la cible. Les trois géométries sont schématisées sur la figure X.8 où l'on trouvera les taux caractéristiques correspondants. Les formes des spectres en énergie des neutrons (ne) sont, dans les trois cas, équivalentes à 20% comme le montre le tableau V.

- L'épaisseur supplémentaire placée après le compteur E (géométrie 2) augmente le nombre de neutrons (ne) de plus d'un facteur 2 sans changer celui des ($n\bar{e}$). La comparaison avec la géométrie 1 montre que pour un même spectre d'électrons (épaisseur identique avant E), une augmentation de 0,45 Λ_{rad} ne modifie pas la forme du spectre.

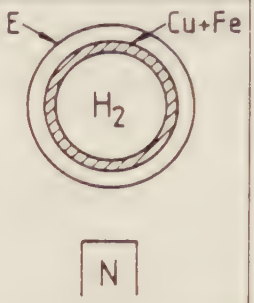
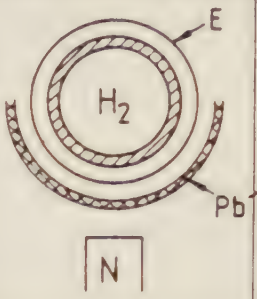
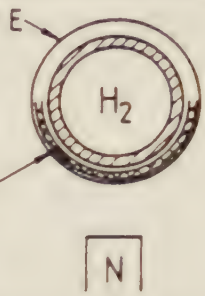
- Placée avant E (géométrie 3), cette épaisseur augmente le nombre de photoneutrons ($n\bar{e}$) de plus d'un facteur 2 (nombre donné par les neutrons ($n\bar{e}$) d'énergie > 2,8 MeV) en gardant constant (par électron détecté dans E) celui des (ne). En comparant avec la géométrie 1, la dégradation du spectre des électrons par 0,45 L_{rad} ne modifie pas là encore la forme du spectre.

Les nombres de *neutrons* $n\bar{e}$ mesurés pour les géométries 2 et 3 qui ne diffèrent que par la position du compteur E, fournissent une *seconde mesure du spectre des photoneutrons*. L'augmentation d'épaisseur avant E se traduit par une augmentation du nombre de photoneutrons $n\bar{e}$. Les autres composantes (neutrons de capture, neutrons faisceau) demeurent constantes : on obtient, par différence, le spectre d'énergie des photoneutrons. Le tableau V montre qu'il est identique (20%) aux précédents.

2. Soustraction des photoneutrons

Pour cette soustraction, nous avons utilisé le spectre en énergie donné par les photoneutrons (ne). Etant mesuré simultanément, on pallie ainsi à d'éventuelles variations d'efficacité (seuils, coupures de discrimination) qui peuvent affecter la forme du spectre. A partir de *la forme* de ce spectre et du *nombre*

Fig. X.8 - Géométries utilisées pour mesurer le spectre en énergie des photoneutrons.

géométrie	1	2	3
			
Taux (Mai 1980)*			
$n\bar{e}$ (Total)	7,40(0,16)	7,27(0,14)	10,57(0,62)
$n\bar{e}$ (E > 2,8 MeV)	0,41(0,04)	0,32(0,03)	0,85(0,09)
ne (Total)	1,92(0,08)	4,32(0,11)	1,34(0,14)
ne (E > 2,8 MeV)	0,29(0,03)	0,60(0,04)	[illegible]

*Taux (R = 1,5 µs, T = 7 µs) pour 10° N_E (taux compteur E).
Pour la géométrie 3, le taux mesuré N_E a été multiplié par 1,65(0,10) pour se normaliser au même nombre d'électrons de désintégration produits.

Tableau V - Comparaison des spectres en énergie des photoneutrons.

Bande énergie	1	2	3	4
ne(1)/ne(2)	0,98(0,15)	0,93(0,14)	0,86(0,16)	1,00(0,13)
ne(1)/ne(3)	0,88(0,19)	0,88(0,19)	1,23(0,32)	1,00(0,20)
$\frac{n\bar{e}(3) - n\bar{e}(2)}{ne(2)}$	0,98(0,19)	1,05(0,20)	1,09(0,21)	1,00(0,12)

- ne(i), $n\bar{e}$(i) : nombre de neutrons ne ou $n\bar{e}$ pour la géométrie i.
- Les spectres sont normalisés au même nombre de neutrons d'énergie supérieure à 2,8 MeV e^- (Bande 4).

absolu de photoneutrons $n\bar{e}$ d'énergie E > 2,8 MeV, on détermine pour chaque énergie le nombre de photoneutrons. Aux erreurs statistiques dues à ces deux mesures, nous avons ajouté, pour les bandes d'énergie E < 2,8 MeV, une erreur systématique de 15% qui permet de reproduire tous les spectres d'énergie mesurés (Tableau V).

Le tableau I donne les nombres de photoneutrons $n\bar{e}$ ainsi obtenus. Pour les deux premières bandes d'énergie (E ϵ [0,3, 1,97] MeV) le rapport photoneutrons/neutrons de capture est de :

$$\boxed{N_\gamma/N_C = 29(5)\%} \qquad (65)$$

On peut noter que ce résultat est partiellement confirmé par l'expérience de Columbia |52| : avec un dispositif expérimental très semblable au nôtre (en particulier même épaisseur avant l'anti compteur E et même détecteur neutron), ils ont mesuré $N_\gamma/N_C = 0,316(0,022)$. La technique utilisée consistait à mesurer *directement* le nombre de photoneutrons $n\bar{e}$ produits en arrêtant un faisceau de μ^+ dans l'hydrogène, ce qui élimine les neutrons de capture. A la différence des μ^- où seuls les μ^- arrêtés dans l'hydrogène produisent des photoneutrons détectables après un retard > 1 µs, tous les μ^+ sont susceptibles de produire des photoneutrons. Il est essentiel pour cette mesure absolue d'éliminer efficacement les μ^+ s'arrêtant hors de l'hydrogène (essentiellement dans les collimateurs). Ceci était réalisé dans l'expérience de Columbia par la détection des µ incidents (voir chapitre III). Ce n'est pas le cas dans notre expérience : on observe ainsi que pour un même nombre d'électrons de désintégration, le nombre de photons $\gamma\bar{e}$ est multiplié par 2 lorsqu'on passe des μ^- aux μ^+. L'excédent est produit par les μ^+ s'arrêtant dans le collimateur et dont les électrons de désintégration rencontrent des épaisseurs beaucoup plus importantes que celles de la cible.

Nous devons connaître, outre le nombre de photoneutrons, leur dépendance temporelle. Les énergies nécessaires pour produire des photoneutrons sont élevées : 18,5 MeV pour le carbone, plus de 6 MeV pour tous les éléments. Des photons de haute énergie sont presque exclusivement produits par les électrons de désintégration des µ et leur dépendance temporelle est donc : $\exp(-\lambda_o t)$ avec $1/\lambda_o = \tau_{\mu^-} = 2,195$ µs. C'est effectivement ce que nous avons mesuré pour les photoneutrons $n\bar{e}$ (E > 2,8 MeV) soit $\tau = 2,208(0,157)$ µs et pour les photoneutrons (ne) soit $\tau = 2,224(0,030)$ µs.

La dernière incertitude concerne l'énergie maximale des neutrons de capture. Il importe qu'au delà de la valeur choisie (2,8 MeV), il ne subsiste que des photoneutrons. Si tel n'est pas le cas, nous surestimons le nombre de photoneutrons. Sur la figure X.9, nous avons présenté le rapport entre le nombre de neutrons (ne) (proportionnel à N_γ) et celui des neutrons $n\bar{e}$ (somme de $N_C + N_\gamma$). Ces nombres sont

obtenus après soustraction des autres composantes et sont normalisés au même nombre d'événements E > 2,8 MeV. Le rapport $(N_C + N_\gamma)/N_\gamma$ devient compatible avec 1 pour des énergies supérieures à 2,15 MeV e^-, c'est-à-dire, très en deça de la limite choisie. Ceci assure que le nombre de neutrons [illegible] négligeable pour E > 2,8 MeV.

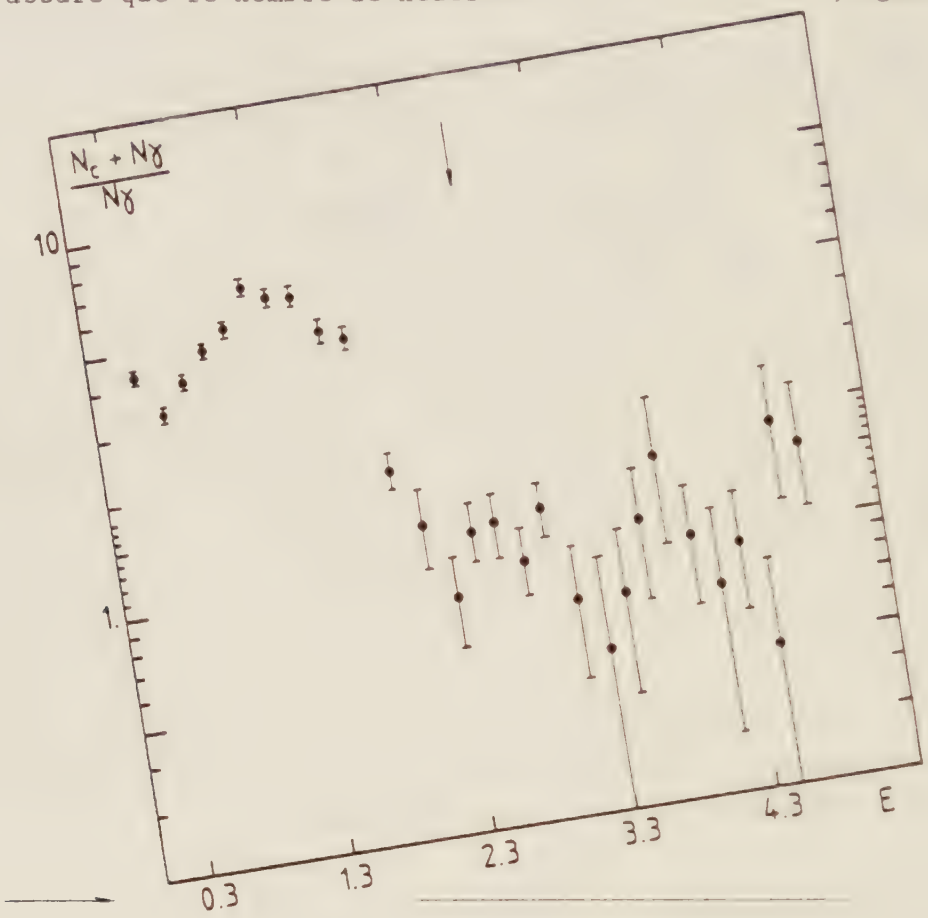


Fig. X.9 - Limite supérieure à l'énergie dès neutrons de capture.

V. CHOIX DES BANDES EN ENERGIE

L'étude du spectre en énergie des différentes composantes montre que le rapport neutrons de capture/neutrons de bruit de fond varie de manière notable entre 0,3 et 2,8 MeV. Ceci justifie d'analyser séparément les différentes régions de cette gamme. Les figures X.10 et X.11 donnent en fonction de l'énergie la proportion, par rapport au nombre total de neutrons $n\bar{e}$, des quatre composantes principales.

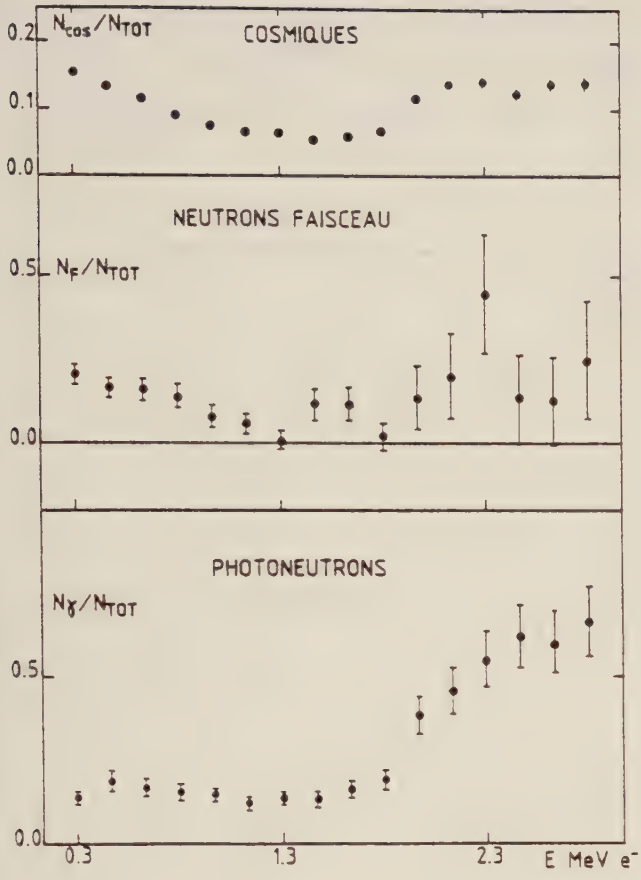
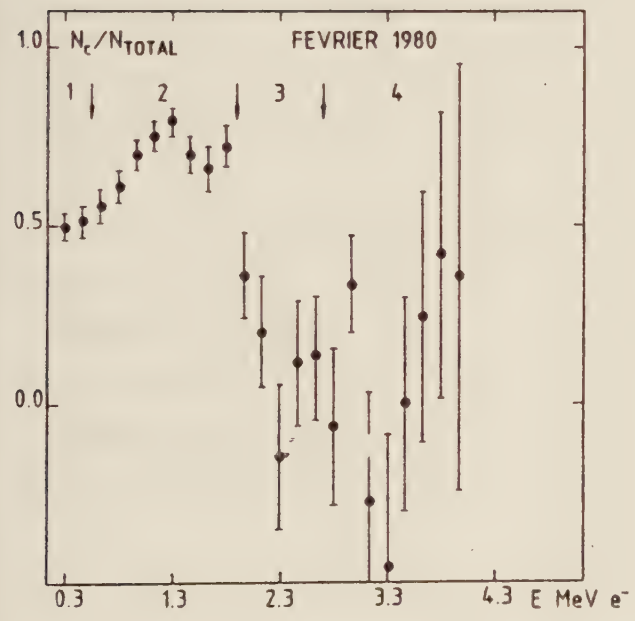


Fig. X.10

Proportion de neutrons de bruit de fond



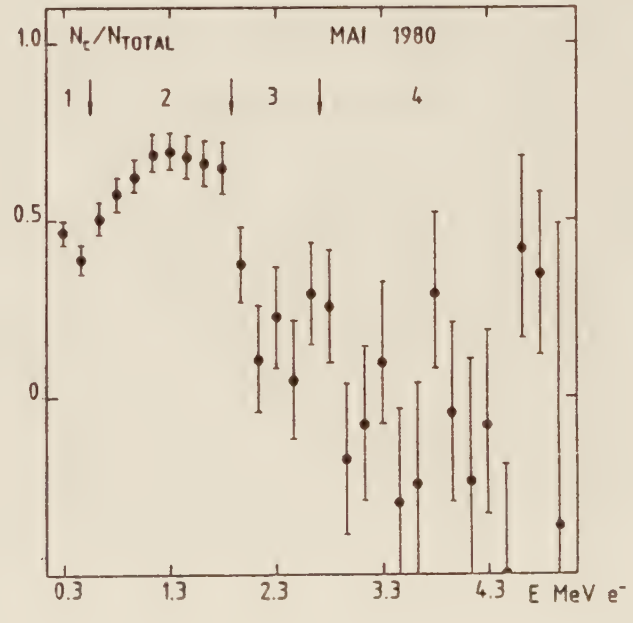


Fig. X.11 - Proportion de neutrons de capture

La proportion de neutrons de capture, importante jusqu'à 2 MeV, chute rapidement au-delà. Cette région, [1,97, 2,8] MeV e^-, est peu favorable à la mesure de la vie moyenne des neutrons de capture. De plus elle correspond à un nombre très faible de neutrons (Fig. X.12).

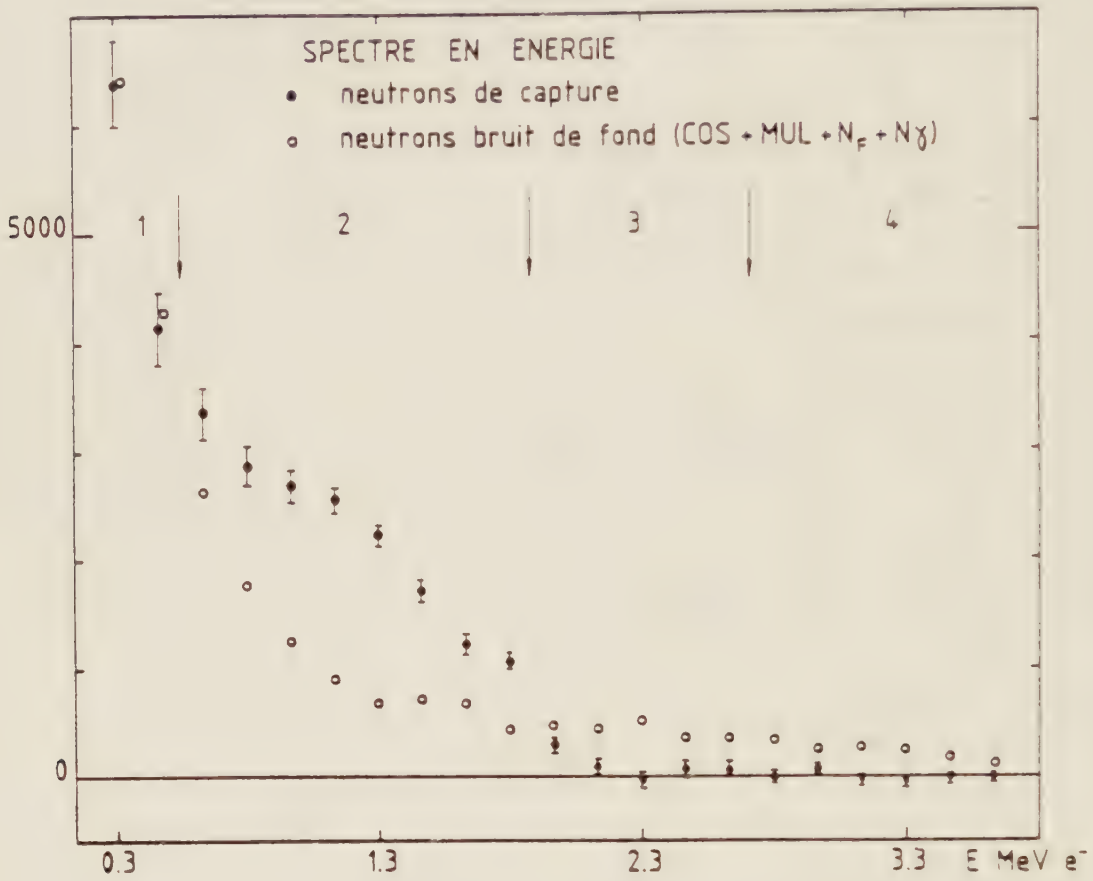


Fig. X.12 - Spectre en énergie des neutrons de capture et des neutrons de bruit

Il est également intéressant de séparer la partie basse énergie en deux. La région la plus favorable est comprise entre 0,63 et 1,97 MeV e^- avec un rapport signal/bruit voisin de 2. La première bande d'énergie, [0,3, 0,63] MeV, comporte une proportion plus importante de bruit (rapport signal/bruit ~ 1) particulièrement de neutrons faisceau dont nous verrons qu'elle est la composante la plus gênante. La comparaison des vies moyennes obtenues pour ces deux zones sera un bon test de la validité de la soustraction du bruit de fond.

Quatrième Partie

RÉSULTATS

Chapitre XI

TAUX DE TRANSITION ORTHO-PARA

Le taux de transition ORTHO-PARA λ_{OP} est obtenu à partir de la vie moyenne τ_{nc} des neutrons de capture. La présentation des résultats commencera donc, après un rappel des étapes de l'analyse, par celle des vies moyennes τ_{nc}. L'étude détaillée des différentes sources d'erreur montrera que l'erreur est principalement statistique. Nous déduirons alors le taux de transition qui sera comparé aux précédentes mesures et aux valeurs théoriques.

I. ANALYSE

Les spectres en temps sont analysés sur une durée T = 7 μs débutant avec R = 1,5 μs. La vie moyenne est calculée selon la méthode présentée au chapitre VII, c'est-à-dire : calcul du temps moyen $s = \Sigma\, n_i t_i / \Sigma\, n_i$ d'où l'on déduit la vie moyenne τ en résolvant $s = \tau(1 - xe^{-x}/(1-e^{-x}))$ avec $x = T/\tau$ (cette relation suppose la distribution exponentielle). L'erreur sur τ se déduit de celle sur s :

$$\delta\tau = \sigma\, \delta s \qquad \text{avec} \qquad \sigma^{-1} = 1 - x^2 e^{-x}/(1-e^{-x})^2$$

L'un des avantages de cette méthode est de simplifier considérablement l'analyse : en particulier la soustraction des composantes de bruit devient triviale. Il suffit de mesurer ses caractéristiques globales (nombre d'événements et temps moyen) sans avoir à connaître la forme de la distribution.

Les deux séquences (FEV. et MAI 1980) sont analysées séparément avant d'être regroupées. Certains paramètres diffèrent en effet d'une séquence à l'autre comme le nombre de neutrons d'énergie > 2,8 MeV à cause du seuil supérieur (3,8 MeV pour FEV., 5 MeV pour MAI).

Tableau I - Résultats analyse finale.

	$E \in [0,3 ; 0,67]$ MeV		$E \in [0,67 ; 1,97]$ MeV	
Nbre d'événements	N	τ(μs)	N	τ(μs)
Total	21142		26761	
N_{cos}	2757(23)	uniforme	1886(19)	uniforme
MUL1	38(28)	1,098	43(31)	1,098
MUL2	35(16)	2,195	65(27)	2,195
N_F	4000(333)	2,134(0,101)	2620(270)	1,849(0,100)
N_γ	3770(692)	2,195	4410(814)	2,195
Vie moyenne				
$N = N_{tot} - N_{cos}$	18385(145)		24875(164)	
s τ	1,859(0,014)	2,127(0,024)	1,829(0,011)	2,075(0,019)
$N_1 = N - MUL$	18312(149)		24767(169)	
s_1 τ_1	1,858(0,014)	2,125(0,025)	1,825(0,011)	2,068(0,019)
N_c	10543(782)		17737(874)	
s_{nc}	1,842(0,033)		1,827(0,019)	
τ_{nc}	2,098(0,058)		2,072(0,032)	

Rappelons les soustractions et corrections effectuées :

- Le niveau de cosmiques est soustrait canal par canal : on calcule le temps moyen s (et la vie moyenne τ) des N événements restants. L'erreur est donnée par la formule (56) (Chapitre VII).

- La détermination des nombres d'empilements MUL1 et MUL2 de vie moyenne $\tau_o/2$ et τ_o est décrite au chapitre IX. Le temps moyen $s_1(\tau_1)$ des N_1 événements est également corrigé des distorsions électroniques (Chapitre VIII).

- Le nombre de neutrons faisceau N_F est donné par les données CV correspondant à chaque séquence. Leur temps moyen $s_{cv}(\tau_{cv})$ est mesuré à partir de la totalité des données CV.

- Le nombre de photoneutrons $n\bar{e}$ d'énergie > 2,8 MeV et le spectre en énergie des photoneutrons ne (mesuré simultanément) permet de calculer le nombre de photoneutrons $n\bar{e}$. Leur vie moyenne τ_γ est de 2,195 µs.

Le temps moyen s_{nc} des neutrons de capture est alors donné par :

$$s_{nc} = \frac{1}{N_c}\left[N_1 s_1 - N_F s_{cv} - N_\gamma s_\gamma\right] \qquad (66)$$

$$(\delta s_{nc})^2 = \frac{1}{N_c^2}\left[(N_1 \delta s_1)^2 + (\delta N_\gamma (s_\gamma - s_{nc}))^2 + (\delta N_F (s_{cv} - s_{nc}))^2 + (N_F \delta s_{cv})^2\right] \qquad (67)$$

Le tableau I résume ces étapes en donnant les nombres de neutrons et les vies moyennes mesurées.

II. VIE MOYENNE DES NEUTRONS DE CAPTURE

Les résultats pour les deux séquences et pour les deux bandes d'énergie sont présentés dans le tableau II.

Tableau II - Vie moyenne des neutrons de capture en ns.

E (MeV)	[0,63, 0,67]	[0,67, 1,97]	[0,3, 1,97]
Fév. 1980	2104 (61)	2079(34)	2085(30)
Mai 1980	2073(119)	2035(68)	2045(58)
Total	2098 (58)	2072(32)	2078(28)

Le fait intéressant à souligner est la parfaite compatibilité entre les deux bandes d'énergie. Le rapport bruit de fond/neutron de capture varie de 1 pour la première bande à 0,5 pour la deuxième. La variation est de plus principalement due aux neutrons faisceau (38% des neutrons de capture dans la première bande contre 15% dans la deuxième) qui est la composante dont l'origine est la moins bien établie.

De même les vies moyennes obtenues en variant le retard R (T restant égal à 7 μs) restent compatibles (Fig. XI.1).

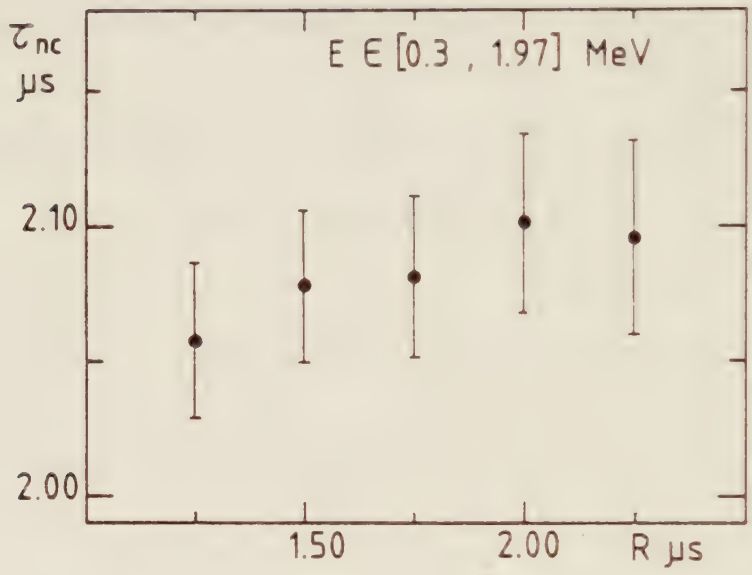


Fig. XI.1 - Variation de la vie moyenne des neutrons de capture en fonction du retard.

La valeur finale correspondant à R = 1,5 μs, T = 7 μs, E ∈ [0,3, 1,97] MeV et basée sur l'analyse de 28 280 neutrons de capture est de :

$$\tau_{nc} = 2,078(0,028)\ \mu s \qquad (68)$$

Elle diffère de manière significative (4,2 σ) de celle des μ^- (2,195 μs) attendue en l'absence de transition ORTHO-PARA.

III. ERREURS

Pour étudier l'influence des diverses composantes de bruit sur l'erreur finale, nous présentons (Tableau III), à côté de l'erreur propre à cette expérience, le gain de précision qu'amènerait une meilleure connaissance des caractéristiques du bruit ou sa suppression.

Tableau III - Erreur sur τ_{nc} (ns).

	cette expérience $T = 7\ \mu s$	$N_\gamma = N_F = 0$ $T = 7\ \mu s$	$N_{cos} = 0$ $T = \infty$	$N_\gamma = N_F = N_{cos} = 0$ $T = \infty$
$\delta\tau_1$	22,6	18,3	15,1	12,1
δN_γ	4,4	-	4,5	-
δN_F	1,0	-	1,1	-
$\delta\tau_{cv}$	16,5	-	5,7	-
$\delta\tau_\gamma$	(8,6)	-	(8,7)	-
Total = $\delta\tau$	28,3	18,3	16,8	12,1

$\delta\tau_1$ = erreur en supposant connues caractéristiques du bruit.

δN_γ, δN_F = erreur due à l'erreur sur le nombre de photoneutrons et de neutrons faisceau.

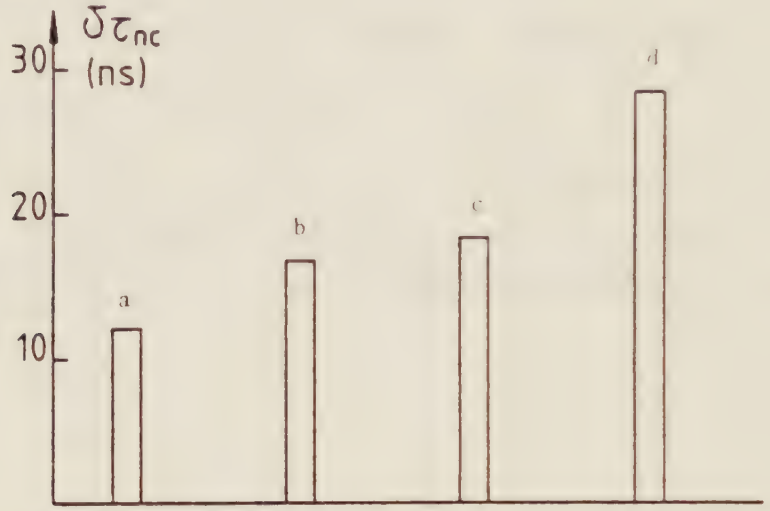
$\delta\tau_\gamma$, $\delta\tau_{cv}$ = erreur due à l'erreur sur les vies moyennes.

1. Erreur statistique

Concernant cette expérience, la formule (67) permet de mesurer la contribution à l'erreur finale (28 ns) de l'erreur sur les caractéristiques du bruit. En supposant celles-ci parfaitement connues, l'erreur serait réduite à 22,6 ns.

L'incertitude sur les nombres de neutrons faisceau et de photoneutrons ne contribue que faiblement (4,5 ns) à l'erreur finale. L'effet resterait acceptable (13 ns) même si les deux nombres n'étaient connus qu'à 50%.

La sensibilité à l'erreur sur les vies moyennes est plus forte : celle des neutrons faisceau τ_{cv} a été mesurée avec une précision de 71 ns et contribue de manière notable (16,5 ns). Celle des photoneutrons τ_γ dont l'origine est bien établie est supposée connue : nous donnons toutefois dans le tableau III l'effet (8,6 ns) pour $\delta\tau_\gamma$ = 30 ns correspondant à l'erreur sur la vie moyenne des photoneutrons ne (2224 ± 30 ns).



Hypothèses		a	b	c	d
Conditions	T (μs)	∞	∞	7	7
	N_{cos}/N_c	0	0	0,164	0,164
	N_γ/N_c	0	0,289(0,038)	0	0,289(0,038)
	N_F/N_c	0	0,234(0,015)	0	0,234(0,015)
	$\delta\tau_{cv}$ (ns)	0	25	0	71

Fig. XI.2 - Effet sur l'erreur de la soustraction des différents bruits.

Cas a) aucune composante de bruit
b) neutrons faisceau et photoneutrons
c) cosmiques
d) cette expérience.

Les possibilités d'amélioration de cette expérience sont présentées (outre dans le tableau III) sur la figure XI.2 où diverses hypothèses ont été envisagées.

- La parfaite connaissance des caractéristiques des neutrons faisceau et des photoneutrons réduit l'erreur à 22,6 ns. La suppression de ces deux composantes n'améliore que légèrement ce résultat (18,3 ns : hypothèse c).

- Plus important est l'effet des cosmiques qui, outre l'erreur due à sa soustraction, impose de n'analyser les distributions temporelles que sur 7 μs. De ce seul fait l'erreur est multipliée par environ 1,3 ($\sqrt{\sigma}$). L'élimination des cosmiques et l'analyse jusqu'à t = ∞ réduit l'erreur à 16,8 ns (hypothèse b), notons qu'elle intervient de manière plus sensible encore dans la mesure de τ_{cv} (25 ns contre 71 ns).

La vie moyenne des 28 280 neutrons de capture serait mesurée en l'absence de toute autre composante avec une erreur de 12,1 ns (hypothèse a).

2. Erreurs systématiques : impuretés

Les erreurs mentionnées jusqu'ici sont essentiellement statistiques à l'exception de celles sur le nombre de photoneutrons. Diverses sources d'erreurs systématiques ont été analysées au cours de cette présentation, liées soit à la mesure de la vie moyenne (calibration et linéarité des chronomètres, régénération, variation d'efficacité) soit à la présence d'autres composantes (défaut de discrimination, μ^- stoppés dans les scintillateurs). Toutes conduisent à des erreurs ou corrections négligeables (< 1 ns).

Il reste à examiner le rôle des impuretés dont la présence pourrait expliquer la différence entre la vie moyenne mesurée τ_{nc} et τ_o. Si N_i est le nombre de neutrons d'impuretés de vie moyenne τ_i, la vie moyenne exacte des neutrons de capture τ'_{nc} diffère de celle mesurée d'une quantité :

$$\Delta\tau_i = \tau'_{nc} - \tau_{nc} = \frac{N_i}{N_c - N_i} (\tau_{nc} - \tau_i). \qquad (69)$$

La présentation de l'effet des impuretés au chapitre V a montré que l'on est surtout sensible aux impuretés de $Z > 8$ pour lesquelles $\tau_{nc} - \tau_i \cong \tau_o - \tau_i$.

Deux limites supérieures expérimentales à $\Delta\tau_i$ peuvent être déduites de l'analyse même des vies moyennes.

La première est donnée par la variation de la vie moyenne τ_{nc} en fonction du retard R. Le nombre de neutrons d'impuretés décroissant plus rapidement que celui des neutrons de capture, leur proportion, et donc $\Delta\tau_i$, diminue avec R : ceci se traduit par une variation avec R de la vie moyenne donnée par :

$$\Delta\tau = \tau_{nc}(R) - \tau_{nc}(R + \Delta R) = -\Delta\tau_i \times (1{,}0 - e^{-\Delta R \times \lambda_c^i}) \qquad (70)$$

avec $\lambda_c^i = 1/\tau_i - \lambda_o$: taux de capture sur l'élément i, et permet pour $\lambda_o^i > 1/\Delta R$ de déceler la présence d'impuretés. La différence expérimentale (Fig. XI.1) entre R = 1,5 μs et R = 2,25 μs, soit $\Delta\tau$ = 18(15) ns (les erreurs présentées sur la figure ne sont pas indépendantes), est compatible avec l'absence d'impuretés. Elle donne une limite supérieure équivalente à l'effet des impuretés lourdes ($\lambda_c^i > 1{,}5.10^6$ s^{-1} soit Z > 18).

La présence d'impuretés affecte également la vie moyenne des neutrons $\bar{n}e$ de haute énergie. Après soustraction des cosmiques et des neutrons faisceau, il reste les photoneutrons (nombre N_γ) et éventuellement les neutrons d'impuretés (N_i'). La vie moyenne τ diffère dans ce cas de celles des photoneutrons de :

$$\Delta\tau = \tau - \tau_o = \frac{N_i'}{N_\gamma + N_i} (\tau_i - \tau_o). \qquad (71)$$

L'analyse des neutrons d'énergie > 2,0 MeV (bandes 3 et 4 : on soustrait également pour la bande 3, une faible proportion de neutrons de capture) conduit à une valeur τ = 2286(125) ns compatible avec celle des photoneutrons. La limite supérieure (δ = 125 ns) sur l'effet à haute énergie s'extrapole à basse énergie en connaissant le spectre en énergie des neutrons d'impuretés. Celui-ci a été mesuré pour l'azote et le néon, et permet d'obtenir comme limite supérieure :

$$\Delta\tau_i < \delta \frac{N_\gamma}{N_c} \frac{N_i}{N_i'} \cong 45 \text{ ns}.$$

Ces deux limites expérimentales montrent que, sans faire appel aux mesures propres de pureté de l'hydrogène, la différence entre τ_{nc} et τ_o ne peut être imputée aux impuretés : on obient en effet :

$$\begin{aligned} \Delta\tau_i &< 0{,}15\ (\tau_{nc} - \tau_o) \quad \text{pour } Z > 18 \\ \Delta\tau_i &< 0{,}38\ (\tau_{nc} - \tau_o) \quad \forall\ Z \end{aligned} \qquad (72)$$

Ces valeurs sont naturellement supérieures à celles que l'on déduit des mesures de pureté de l'hydrogène décrites au chapitre V et dont nous rappelons la conclusion : la contamination de l'hydrogène en impuretés est inférieure à 10^{-9}. En admettant qu'elle soit due uniquement à l'impureté la plus dangereuse (néon) le calcul donne un effet sur la vie moyenne de 10 ns (Fig. V.1, Chapitre V). Dans ce calcul, on tient compte des hypothèses les plus pessimistes, à savoir solubilité totale des impuretés dans l'hydrogène liquide et valeurs les plus hautes du taux de transfert $\mu p + N_e \rightarrow \mu N_e + p$.

Une mesure directe de l'effet du néon effectuée en comparant la vie moyenne des μ^- dans l'hydrogène naturel et dans l'hydrogène naturel contaminé par 13 ppm de néon est décrite dans les références |13| et |58|. Elle montre que, à la température de l'hydrogène liquide, le calcul est pessimiste d'un facteur 8 environ. Ceci confirme les résultats antérieurs du taux de transfert au néon dont les valeurs sont systématiquement plus faibles dans l'hydrogène liquide que dans l'hydrogène à température ambiante |3,44|.

Lors d'une expérience ultérieure destinée à mesurer le taux de capture des muons dans le deutérium, la même cible a été remplie suivant le même processus de filtrage. Le deutérium liquide pour lequel il n'existe pas d'état moléculaire stable est beaucoup plus sensible (d'un facteur ~ 20) aux impuretés. Le taux de capture obtenu comparé aux différents taux théoriques permet de mettre une limite supérieure à l'effet des impuretés dans le deutérium liquide de $\Delta\Lambda = 100\ s^{-1}$. Cette limite correspond à une concentration de néon qui vaut 10^{-9} . Cette mesure confirme ainsi la valeur déduite des mesures de pureté de l'hydrogène.

IV. TAUX DE TRANSITION ORTHO-PARA

La variation de la vie moyenne des neutrons de capture en fonction du taux de transition est donnée par la figure IV.2 du chapitre IV. Elle est déduite du calcul exact de la distribution temporelle des neutrons de capture à partir de l'évolution des populations des différents états $p\mu$ et $pp\mu$ (Annexe I). Outre le taux de transition, interviennent dans ce calcul divers paramètres expérimentaux ou moléculaires dont nous donnons les valeurs utilisées :

- durée du pulse faisceau $T_p = 2,7(0,1)\ \mu s$
- retard $R = 1,5(0,1)\ \mu s$
- durée porte d'analyse $T = 7\ \mu s$
- taux de formation de $pp\mu$ $\lambda_{pp} = 2,33(0,10).10^6\ s^{-1}$
- taux de capture théorique (s^{-1})

$\Lambda_S = 673$ $\Lambda_{OM} = 513$ $\Lambda_{PM} = 203.$

Compte-tenu de ces valeurs et de la vie moyenne $\tau_{nc} = 2,078(28)\ \mu s$, on obtient :

$$\boxed{\lambda_{OP} = 4,61(1,35).10^4\ s^{-1}} \qquad (73)$$

L'accord entre la forme des distributions calculées et mesurées est très bon ainsi que le montrent les figures XI.3 et XI.4. Le χ_2 pour 7 points et 5 degrés de liberté est de 2,4.

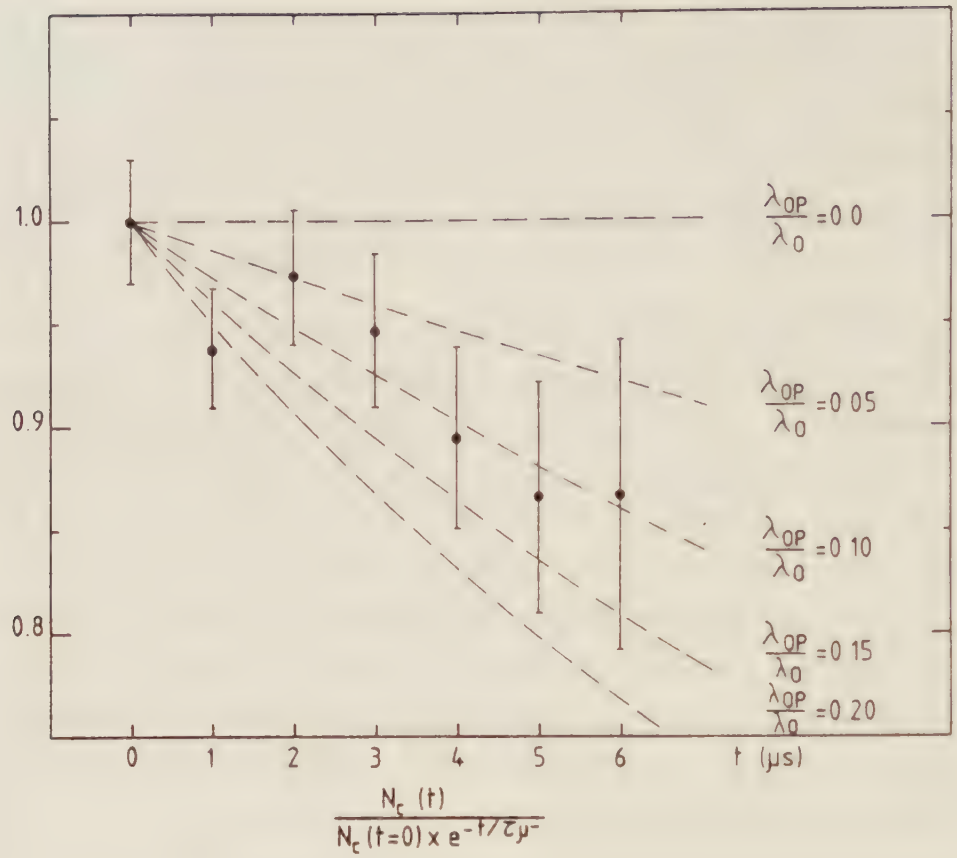


Fig. XI.3 - Distribution temporelle des neutrons de capture : déviation par rapport à exp(-t/τ_{μ^-})

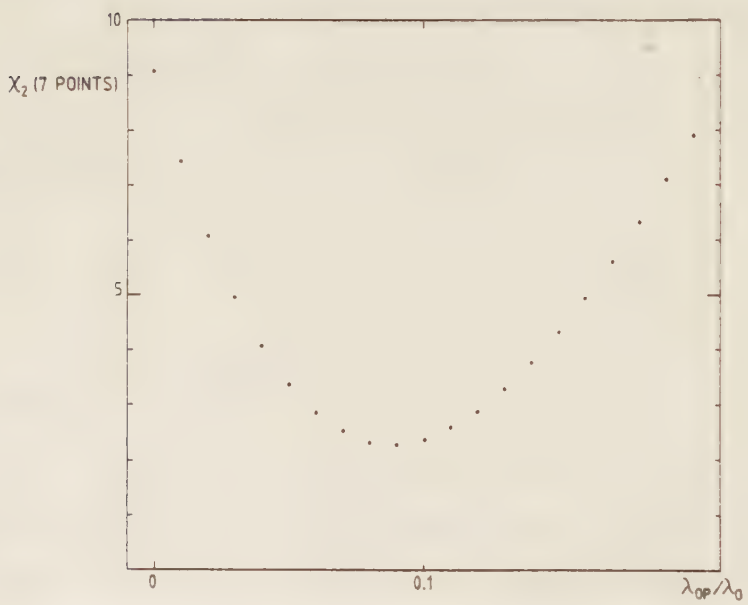


Figure XI.4
Variation du χ_2

L'erreur résultant de l'incertitude sur les autres paramètres du calcul est négligeable devant celle de la mesure de la vie moyenne τ_{nc}.

La durée du pulse faisceau, ainsi que le retard sont connus avec une précision de 0,1 µs : l'erreur résultante est très faible respectivement $\delta\lambda_{OP}^{Tp} = 0{,}004.10^{4}\ s^{-1}$ et $\delta\lambda_{OP}^{R} = 0{,}024.10^{4}\ s^{-1}$.

La vie moyenne τ_{nc}, et donc λ_{OP}, dépend du taux de formation de la molécule pµp car elle est également sensible (Chapitre IV) à la transition µp(SINGLET) → pµp(ORTHO). L'effet dépend essentiellement de la proportion initiale d'état µp et varie donc comme $\exp(-\lambda_{PP}R)$. La figure XI.5 montre que l'erreur sur le taux de formation ($\delta\lambda_{PP} = 0{,}10.10^{6}\ s^{-1}$) conduit à une variation négligeable $\delta\lambda_{OP} = 0{,}02.10^{4}\ s^{-1}$. Cette conclusion reste valable ($\delta\lambda_{OP} = 0{,}13.10^{4}\ s^{-1}$) même si l'on prend les mesures extrêmes de λ_{PP} (voir figure XI.5).

Enfin la dernière incertitude concerne les valeurs des taux de capture Λ_{OM} et Λ_{PM}, ou plus exactement la valeur du rapport $r = (\Lambda_{OM} - \Lambda_{PM})/\Lambda_{OM}$: la vie moyenne τ_{nc} est en effet donnée au premier ordre par :

$$1/\tau_{nc} = \lambda_{O}\left(1 + r\,\frac{\lambda_{OP}}{\lambda_{O}}\right).$$

L'erreur sur r, en admettant la forme V-A de l'hamiltonien, provient essentiellement de l'incertitude sur la constante de couplage pseudoscalaire F_p (Chapitre I). Une limite en est donnée par les mesures du taux de capture dans l'hydrogène gazeux qui ne dépendent pas de λ_{OP}. Elles conduisent à $F_p = -9{,}3(3{,}3)$ et l'on peut raisonnablement admettre $-15 < F_p < -3$. De la figure XI.6, on déduit l'incertitude correspondante sur λ_{OP} soit : $\delta\lambda_{OP} \cong \pm 0{,}2.10^{4}\ s^{-1}$.

V. CONCLUSION

Les deux précédentes valeurs du taux de transition (rappelées dans le tableau IV) sont en accord avec notre résultat. Elles sont toutefois moins précises et n'ont pas été publiées en tant que telles, provenant d'expériences dont le but était de mesurer le taux de capture. Nous n'avons donc pas moyenné les différents résultats pour la détermination ultérieure de la constante pseudoscalaire.

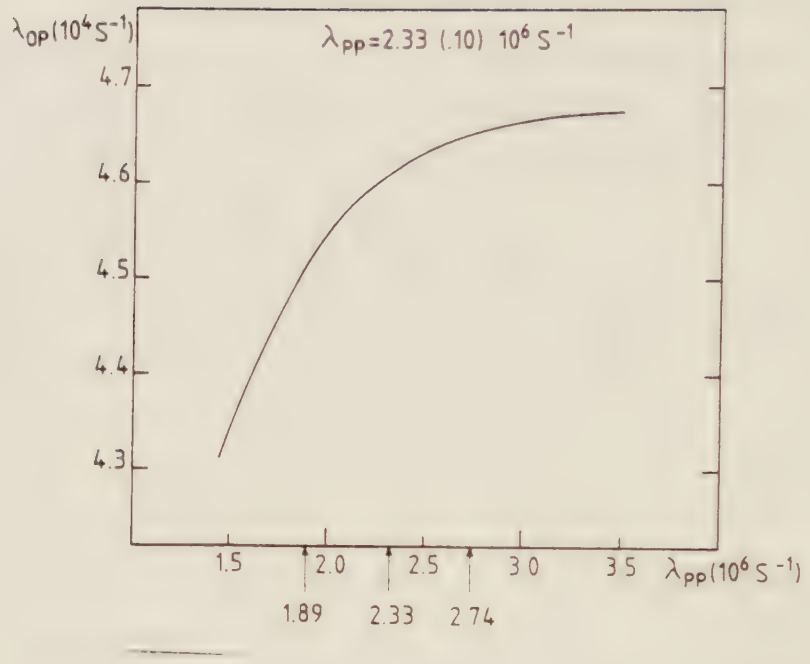


Fig. XI.5 - Sensibilité au taux de formation de pup. Les valeurs 1,89 et 2,74 correspondent aux mesures extrêmes de λ_{pp}.

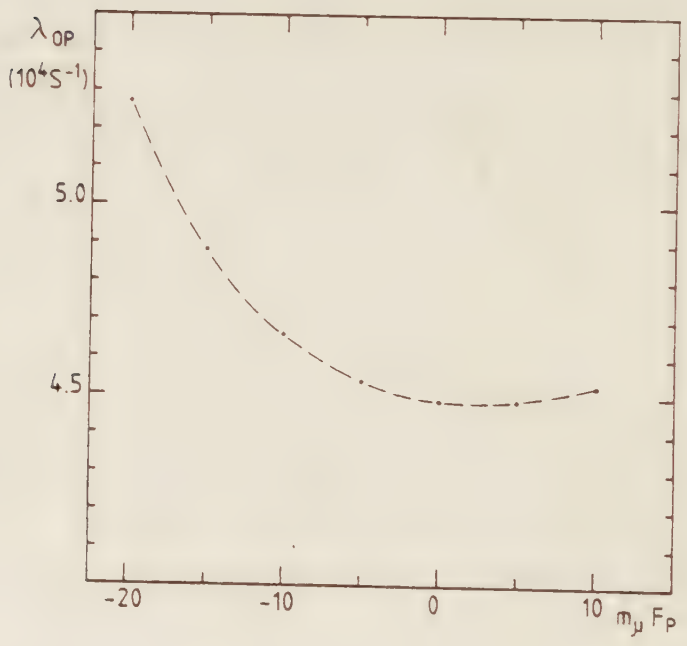


Fig. XI.6 - Sensibilité à la constante de couplage pseudoscalaire

Tableau IV - Taux de transition ORTHO-PARA

Expérience	Méthode	$\lambda_{OP}(10^4\ s^{-1})$
SCB	dN_e/dt	7,7(2,7)
Columbia	τ_{nc}	4,1(3,4)
Cette experience	τ_{nc}	4,6(1,35)
Théorie	-	7,1(1,2)

Notre valeur, quoique plus faible, n'est pas incompatible avec le résultat théorique du groupe de Dubna [7]. L'erreur donnée dans cet article concerne tout d'abord les techniques de calcul en particulier les approximations dans les fonctions d'onde de l'électron et de la molécule pμp. L'incertitude correspondante (~ 10%) peut être réduite en utilisant des fonctions d'ondes plus précises, ce que permet l'état actuel de la théorie. Il resterait alors à préciser des effets d'ordre supérieur comme par exemple l'influence des autres centres sur la fonction d'onde de pμp. Toutefois la cause principale d'incertitude vient de la formation des complexes moléculaires. Suivant le complexe considéré on obtient des taux de transition variant d'un facteur 2 (le tableau V rappelle ces valeurs).

Tableau V

$\lambda_{OP}(10^4\ s^{-1})$	4,3	6,3	7,4	9,5
Complexe	$[(p\mu p)pe]^+$	$[(p\mu p)e]$	$[(p\mu p)2p2e]^+$	$[(p\mu p)p2e]$

Une détermination du taux de transition nécessite de connaître les réactions suivant la formation de $[(p\mu p)pe]^+$ et la stabilité ultérieure des autres complexes. Le calcul de Dubna est fait par analogie avec les complexes électroniques correspondants et l'erreur résultante est estimée à 10%. Ces différents points, difficilement vérifiables expérimentalement, limitent donc fortement la précision du calcul et interdisent probablement d'obtenir une valeur théorique plus précise du taux de transition.

Chapitre XII

CONSTANTE DE COUPLAGE PSEUDOSCALAIRE

La mesure du taux de transition permet de corriger les valeurs des taux de capture mesurées dans l'hydrogène liquide. On obtient le taux de capture Λ_{OM} dans l'état ORTHO de la molécule pμp d'où l'on déduit la constante de couplage pseudo-scalaire $m_\mu F_P$. Celle-ci sera comparée aux résultats des mesures dans l'hydrogène gazeux et aux valeurs théoriques. La mise en évidence de la transition ORTHO-PARA ouvre de plus de nouvelles perspectives que nous décrirons en conclusion.

I. TAUX DE CAPTURE : Λ_{OM}, Λ_S

L'influence de la transition sur la mesure du taux de capture Λ_C dans l'hydrogène liquide a été détaillée dans le chapitre III. Nous avons alors calculé, pour chaque expérience, la relation liant Λ_C, Λ_{OM} et λ_{OP} ; celle-ci dépendant des conditions expérimentales. A l'aide de la courbe III.2, on obtient les valeurs de Λ_{OM}. Elles sont présentées dans le tableau I pour trois valeurs du taux de transition, c'est-à-dire le résultat de cette expérience, le résultat théorique et $\lambda_{OP} = 0$ (valeur prise en compte dans les précédentes analyses). Deux remarques concernant ce tableau :

- en toute rigueur, on devrait directement effectuer une analyse combinée des mesures de Λ_C et de τ_{nc} qui ne sont pas indépendantes. On a vu cependant qu'à ce niveau de précision, la contrainte apportée par la mesure dans l'hydrogène gazeux justifie la méthode suivie car elle rend négligeable la variation de λ_{OP} en fonction des taux de capture (si l'on admet V-A) ;

- les deux premières mesures réalisées dans une chambre à bulles n'ont pas été incluses dans la moyenne des résultats. Elles sont en léger désaccord avec les autres et n'ont été publiées qu'au cours de conférence : l'examen critique en est difficile spécialement celui du niveau d'impuretés.

Tableau I - Taux de capture

Hydrogène liquide Λ_{OM} (s^{-1})						
Expériences	Type	N°	Λ_C	$\Lambda_{OP} = 0$	Λ_{OP}^{EXP}	Λ_{OP}^{TH}
Chicago	n, BC	1	428(85)	404(80)	422(84)	431(86)
CERN Bologne	n, BC	2	450(50)	425(47)	444(50)	453(51)
Columbia I	n, CPT	3	515(85)	513(85)	541(90)	556(92)
Columbia II	n, CPT	4	464(42)	463(42)	489(45)	504(46)
SCB	e, CPT	5	444(19)	444(19)	521(31)	561(31)
Moyenne 3 ÷ 5			Théorie			
	Λ_{OM}		513(6)	450(17)	513(25)	544(25)
	$m_\mu F_P$		-8,5(0,5)	-14,5(1,8)	-8,5(2,3)	-5,7(2,2)

n, e : particules détectées ; n : neutron ; e : électron

BC, CPT : expériences de type chambre à bulles (BC) ou compteur (CPT)

La différence entre Λ_C et Λ_{OM} ($\lambda_{OP} = 0$) est due à la présence d'atomes μp(singlet) voir chapitre III.

Hydrogène gazeux Λ_S (s^{-1})			
	N° Réf.	Λ_C	
Dubna	6 61	686(88)	
CERN Bologne	7 62	651(57)	
Moyenne 6 ÷ 7	Λ_S	661(48)	673 $= \Lambda_S^{Th}$
	$m_\mu F_P$	-9,3(3,3)	-8,5(0,5) $= (m_\mu F_P)^{Th}$

Le tableau confirme que la mesure du taux de transition λ_{OP} est indispensable pour une analyse correcte des taux de capture : la variation étant trois fois supérieure à l'erreur. Elle affecte principalement la mesure de Saclay dont l'incertitude finale est due pour une très large part à celle sur λ_{OP}.

Nous donnons également les taux de capture dans l'hydrogène gazeux qui sont à comparer avec le taux de capture Λ_S sur l'état singlet de l'atome μp.

II. CONSTANTE PSEUDOSCALAIRE $m_\mu F_P$

Les valeurs de la constante de couplage $m_\mu F_P$ déduites du tableau I et des formules (12, 13) du chapitre I sont présentées dans le tableau II. Pour un taux de transition $\lambda_{OP} = 4,6(1,35).10^4\ s^{-1}$ on obtient :

$$\boxed{m_\mu F_P = -8,7(1,9)} \qquad (74)$$

à partir de :

$$\Lambda_{OM} = 513(25)\ s^{-1} \qquad \Lambda_S = 661(48)\ s^{-1} \qquad (75)$$

Tableau II - $m_\mu F_P$

Expériences	N°	$\lambda_{OP} = 0$	λ_{OP}^{EXP}	λ_{OP}^{Th}
Chicago	1	-19,4(8,9)	-17,4(9,0)	-16,5(9,0)
CERN Bologne	2	-17,1(5,0)	-15,2(5,1)	-14,2(5,1)
Columbia I	3	-8,5(7,8)	-5,9(8,0)	-4,6(8,0)
Columbia II	4	-13,2(4,2)	-10,7(4,3)	-9,3(4,3)
SCB	5	-15,2(2,0)	-7,7(2,9)	-4,2(2,7)
Dubna	6		-7,6(5,9)	
CERN Bologne	7		-10,0(3,9)	
Moyenne 3 ÷ 7		-13,3(1,5)	-8,7(1,9)	-6,7(1,8)
χ^2		2,9	0,6	2,0

La valeur du taux de transition que nous avons mesurée :

- d'une part améliore la compatibilité des différents résultats (ainsi que le montre la variation du χ^2 qui vaut alors 0,6 pour 5 points) spécialement en réduisant la différence entre liquide et gaz ;

- d'autre part supprime l'incompatibilité (3,3 σ) entre la valeur théorique de $m_\mu F_P$ et la valeur expérimentale déduite des mesures dans l'hydrogène liquide.

La valeur de $m_\mu F_P$ est en excellent accord avec les résultats théoriques obtenus aussi bien dans le cadre de PCAC (0,3 σ) qu'à partir de l'échange d'un seul pion (0,2 σ). De la comparaison avec la valeur de PCAC, on obtient comme limite sur l'existence du terme de seconde classe :

$$\boxed{2 m F_T = -0,6(1,9)} \quad . \tag{76}$$

III. PERSPECTIVES

L'analyse minimale des mesures du taux de la réaction $\mu^- p \to n\nu_\mu$ consiste à déterminer la constante pseudoscalaire $m_\mu F_P$ qui peut difficilement être obtenue par d'autres voies. Les deux taux de capture Λ_S et Λ_{OM} sont alors exprimés en fonction de ce seul paramètre et pour cela, on fait appel, dans le cadre du modèle V-A, à diverses contraintes sur les autres constantes :

- CVC qui, en associant courant vectoriel faible et courant électromagnétique, permet de déterminer F_V et F_M à partir des facteurs de formes électromagnétiques des nucléons ;

- F_A est donnée par la désintégration β du neutron en supposant la même constante de couplage pour les μ et les e.

Remarquons que le processus de capture donne accès à deux quantités indépendantes Λ_S et Λ_T (soit directement soit par l'intermédiaire de Λ_{OM} et Λ_{PM}). La mesure de ces deux taux permet donc de tester une des hypothèses précédentes et particulièrement, si l'on suppose CVC, soit l'égalité $F_A^\mu = F_A^e$ soit la forme V-A de l'interaction. D'où l'intérêt de mesurer ces deux quantités. Les expériences actuelles, où l'on ne peut atteindre que Λ_S et $\Lambda_{OM} \cong 3/4\ \Lambda_S + 1/4\ \Lambda_T$, ne sont guère favorables à une telle analyse : la variation de la proportion de triplet étant faible. Ainsi de $\Lambda_S = 661(48)\ s^{-1}$ et $\Lambda_{OM} = 513(25)\ s^{-1}$ on obtient $\Lambda_T = 53(175)\ s^{-1}$. Rappelons que pour mesurer le taux de transition λ_{OP} et corriger les taux de capture dans l'hydrogène liquide, on doit de plus admettre $\Lambda_T << \Lambda_S$, c'est-à-dire l'hypothèse V-A. La mesure du taux de capture pour le mélange statistique, $1/4\ \Lambda_S + 3/4\ \Lambda_T$, améliorerait considérablement cette situation.

La seule voie semblait être une expérience à suffisamment basse pression pour ralentir la transition μp (triplet) $\rightarrow \mu p$ (singlet) et conserver ainsi la population statistique initiale. Compte tenu de la vitesse de transition $\lambda_P \sim 10^{10}\ s^{-1}$, on doit atteindre des densités de l'ordre de $\lambda_O/\lambda_P \cong 5.10^{-5}$ comparées à l'hydrogène liquide. Le problème est alors lié au nombre de μ^- que l'on peut arrêter dans une cible de si faible densité.

La transition ORTHO-PARA en peuplant l'état PARA ($\Lambda_{PM} \cong 1/4\ \Lambda_S + 3/4\ \Lambda_T$) offre une voie nouvelle et ceci dans l'hydrogène liquide. De manière plus précise, la distribution temporelle des neutrons :

$$\frac{dN_n}{dt} = e^{-\lambda_O t}\left[\Lambda_{PM} + (\Lambda_{OM}-\Lambda_{PM})\ e^{-\lambda_{OP} t}\right]$$

permet de déterminer le rapport $(\Lambda_{OM}-\Lambda_{PM})/\Lambda_{PM}$ et λ_{OP}. Une mesure du rapport avec une précision de 5% réduirait l'incertitude sur Λ_T à environ 10 s^{-1}. Le taux de transition est obtenu sans aucune hypothèse sur les taux de capture : la correction des mesures dans l'hydrogène liquide est ainsi faite sans ambiguïté.

Bien que difficile une telle mesure est envisageable. Notons qu'il s'agit d'une mesure relative où n'intervient pas la connaissance de l'efficacité. Elle nécessite, comparée à notre expérience, une augmentation notable de la statistique ($> 10^6$ neutrons) et une amélioration importante du rapport signal/bruit particulièrement du rapport signal/cosmiques. La première étape d'une telle expérience aurait comme résultat immédiat une détermination plus précise du taux de transition λ_{OP}. Elle ne serait pas sans conséquence sur l'analyse actuelle des taux de capture Λ_S et Λ_{OM} : la mesure la plus précise réalisée à Saclay étant fortement pénalisée par l'incertitude sur λ_{OP}. Concluons en disant que la réalisation à Saclay de cette première étape est actuellement envisagée par notre groupe.

CONCLUSION

Pour interpréter les mesures du taux de capture μ dans l'hydrogène liquide, on a longtemps négligé l'effet d'une éventuelle transition entre les états ORTHO et PARA de la molécule pμp. Compte tenu de la précision et de la sensibilité au taux de transition des expériences effectuées avant 1980 (par la mesure du taux absolu de neutrons de capture), une estimation théorique de Weinberg |4| a justifié cette interprétation bien que la seule limite expérimentale du taux de transition |52| n'excluait pas des corrections comparables à l'erreur de ces mesures. La mesure du taux de capture que nous avons effectuée récemment à Saclay |5| par la méthode du temps de vie a permis d'améliorer de plus d'un facteur 2 la précision sur le taux de capture. Elle est par contre beaucoup plus sensible à la transition ORTHO-PARA et pour exploiter le gain en précision il devenait indispensable de bien connaître le taux de cette transition.

Nous avons mesuré pour la première fois ce taux de transition en observant la distribution temporelle des neutrons de capture qui est particulièrement sensible à cette transition. Nous utilisons pour cela la structure pulsée du faisceau de l'accélérateur linéaire de Saclay : l'observation des neutrons est faite après l'impulsion faisceau, ce qui réduit considérablement le bruit de fond lié au faisceau. Les neutrons sont détectés dans six scintillateurs liquides qui permettent une discrimination neutron-gamma très efficace (10^{-5}). Un tel pouvoir de réjection est indispensable car l'essentiel des événements détectés (99,9%) est constitué d'électron produits par la désingégration des μ et de photons créés par la radiation de ceux-ci dans les parois de la cible. La limitation au pouvoir de réjection dans cette expérience est due aux empilements. Le couplage entre deux méthodes de discrimination nous a permis d'éliminer presque totalement ces empilements et de retrouver ainsi le niveau intrinsèque de discrimination des compteurs utilisés.

La seconde difficulté de l'expérience, à savoir, la contamination en impuretés de l'hydrogène doit être inférieure à 10^{-9}, est résolue en filtrant l'hydrogène et en dégazant soigneusement la cible pour conserver la pureté ainsi obtenue. Les mesures de pureté et de dégazage montrent que le niveau requis est atteint. Elles sont confirmées par l'analyse de l'effet des impuretés sur la distribution temporelle des neutrons de capture.

La géométrie de la cible a été étudiée pour qu'au moment de la mesure, ne subsistent que les μ^- arrêtés dans l'hydrogène : on élimine ainsi les neutrons venant de la capture sur d'autres éléments. Il reste cependant à soustraire trois composantes parasites de neutrons :

- neutrons cosmiques : leur soustraction ne pose pas de problème mais leur présence diminue notablement la précision finale ;

- neutrons faisceau, produits par le faisceau primaire d'électrons. Des mesures cible vide permettent de déterminer leur origine et de mesurer leurs caractéristiques ;

- photoneutrons : en variant la géométrie du dispositif expérimental, nous avons obtenu leur spectre en énergie. En le normalisant sur la partie haute énergie (supérieure à l'énergie des neutrons de capture) on mesure leur nombre avec une précision de 20%.

Après soustraction de ces diverses composantes, on obtient le spectre en temps des neutrons de capture sur l'hydrogène. Nous avons contrôlé les différentes sources de distorsion dans la mesure de la distribution temporelle (régénération, calibration et linéarité des chronomètres, variation d'efficacité, distorsions électroniques). La vie moyenne des neutrons de capture τ_{nc} = 2078(28) ns diffère de façon significative de la vie moyenne des muons (τ_o = 2195 ns) mesurée précédemment par la distribution temporelle des électrons. Cette différence indique une variation du taux de capture au cours du temps due à une transition entre les états ORTHO et PARA. Le taux de transition correspondant est
$\lambda_{OP} = 4{,}6(1{,}35).10^{4}\ s^{-1}$.

Cette valeur nous permet de corriger les valeurs du taux de capture dans l'hydrogène liquide. On obtient ainsi $\Lambda_{OM} = 513(25)s^{-1}$. Combinant avec les résultats dans l'hydrogène gazeux qui donne $\Lambda_S = 661(48)\ s^{-1}$, on en déduit la constante de couplage pseudoscalaire $m_\mu F_p = -8{,}7(1{,}9)$. La prise en compte de la transition ORTHO-PARA améliore la consistance entre les différents résultats expérimentaux. La valeur de $m_\mu F_p$ est en parfait accord avec les valeurs théoriques obtenues dans le cadre de PCAC ou de la dominance du pôle du pion.

La mise en évidence de la transition ORTHO-PARA offre de nouvelles perspectives. Elle permet d'atteindre l'état PARA, où la proportion de TRIPLET est trois fois plus grande que dans l'état ORTHO. La mesure du taux de capture Λ_{PM} permettrait donc d'améliorer considérablement la précision sur le rapport Λ_T/Λ_S et offre ainsi la possibilité de tester la validité d'une des hypothèses admises (V-A, CVC, universalité μ-e) dans la description des interations faibles à basse énergie.

Annexe I

CALCUL DES DISTRIBUTIONS TEMPORELLES

I. CALCUL DES POPULATIONS

La figure III.1 donne les notations que nous utiliserons dans cette annexe. Suivant ce schéma l'évolution des populations est régie par le système d'équations :

$$\begin{aligned} dN_S/dt &= -\lambda_1 N_S & \lambda_1 &= \lambda_0 + \Lambda_S + \lambda_{PP} + c\lambda_t \\ dN_{OM}/dt &= -\lambda_2 N_{OM} + \lambda_{PP} N_S & \lambda_2 &= \lambda_0 + \Lambda_{OM} + \lambda_{OP} \\ dN_{PM}/dt &= -\lambda_3 N_{PM} + \lambda_{OP} N_{OM} & \lambda_3 &= \lambda_0 + \Lambda_{PM} \\ dN_Z/dt &= -\lambda_4 N_Z + c\lambda_t N_S & \lambda_4 &= \lambda_0 + \Lambda_Z \end{aligned} \qquad \text{avec} \qquad (A.1)$$

En prenant pour origine des temps un instant postérieur à la formation de μp, on déduit de ces équations :

$$\begin{aligned} N_S &= \beta\, e^{-\lambda_1 t} \\ N_{OM} &= \beta \frac{\lambda_{PP}}{\lambda_{12}} \left(e^{-\lambda_2 t} - e^{-\lambda_1 t} \right) + \gamma\, e^{-\lambda_2 t} \\ N_{PM} &= \beta\, \lambda_{PP}\lambda_{OP} \left(\frac{e^{-\lambda_1 t}}{\lambda_{12}\lambda_{13}} - \frac{e^{-\lambda_2 t}}{\lambda_{12}\lambda_{23}} + \frac{e^{-\lambda_3 t}}{\lambda_{13}\lambda_{23}} \right) + \gamma \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_{23}} \left(e^{-\lambda_3 t} - e^{-\lambda_2 t} \right) + \alpha\, e^{-\lambda_3 t} \\ N_Z &= \beta \frac{c\lambda_t}{\lambda_{14}} \left(e^{-\lambda_4 t} - e^{-\lambda_1 t} \right) + \delta\, e^{-\lambda_4 t} \end{aligned} \qquad (A.2)$$

avec : $\lambda_{ij} = \lambda_i - \lambda_j \quad ; \quad i, j = 1, 4$

α, β, γ, δ : proportions à $t = 0$ de N_{PM}, N_S, N_{OM}, N_Z .

Les distributions temporelles des neutrons et des électrons sont données par :

$$dN_n/dt = \Lambda_S N_S + \Lambda_{OM} N_{OM} + \Lambda_{PM} N_{PM} + \Lambda_Z N_Z \qquad (A.3)$$

$$dN_e/dt = \lambda_O(N_S + N_{OM} + N_{PM} + N_Z) \qquad (A.4)$$

En prenant comme origine des temps la formation de μp (soit $\beta = 1$; $\alpha = \gamma = \delta = 0$) et en négligeant les taux de capture Λ_S, Λ_{OM}, Λ_{PM} devant les autres taux, on retrouve, en l'absence d'impureté, la formule (32).

Si l'on suppose faible la proportion d'impuretés formée ($c\lambda_t \ll \lambda_{PP}$) on obtient la formule (33).

II. CALCUL DES TAUX DE NEUTRONS

1. Chambres à bulles

L'origine des temps est la formation de μp et on mesure le taux de neutrons jusqu'à $t = \infty$. L'intégration de la formule (32) donne alors :

$$N_n^{BC} = \frac{\Lambda_S}{\lambda_1} + \frac{\Lambda_{OM}}{\lambda_2}\frac{\lambda_{PP}}{\lambda_1} + \frac{\Lambda_{PM}}{\lambda_3}\frac{\lambda_{OP}}{\lambda_2}\frac{\lambda_{PP}}{\lambda_1} + \frac{\Lambda_Z}{\lambda_4}\frac{c\lambda_t}{\lambda_1} \qquad (A.5)$$

Un calcul simple permet de retrouver la formule (34).

2. Expériences COLUMBIA

L'origine des temps est postérieure (retard R) à la formation de μp et on mesure le taux de neutrons sur une durée T_A. La distribution des neutrons varie comme $\exp(-\lambda_o t)$ si l'on néglige la transition ORTHO-PARA, ce qui était le cas dans ces articles. Le rapport entre le nombre mesuré de neutrons et le nombre total est donc : $T(\lambda_o, R, T_A) = \exp(-\lambda_o R)\{1 - \exp(-\lambda_o T_A)\}$. Si l'on néglige la correction due à l'intégration non infinie, on obtient :

$$\Lambda_{CPT} = \Lambda_{OM}\left\{\beta\left(\frac{\Lambda_S}{\lambda_1} + \frac{\Lambda_{OM}}{\lambda_2}\frac{\lambda_{PP}}{\lambda_1} + \frac{\Lambda_{PM}}{\lambda_3}\frac{\lambda_{OP}}{\lambda_2}\frac{\lambda_{PP}}{\lambda_1}\right) + \gamma\left(\frac{\Lambda_{OM}}{\lambda_2} + \frac{\Lambda_{PM}}{\lambda_3}\frac{\lambda_{OP}}{\lambda_2}\right) + \alpha\frac{\Lambda_{PM}}{\lambda_3}\right\} \qquad (A.6)$$

d'où l'on déduit la formule (36).

III. PROPORTION INITIALE D'ETAT PARA

Pour calculer les proportions initiales au début de la mesure, nous devons distinguer deux cas :

i) dans les expériences réalisées avec des faisceaux continus, où l'origine des temps est synchronisée (retard R) avec la formation de μp, les populations initiales des différents états sont données par la formule (A.2) avec $\beta = 1$, $\alpha = \gamma = \delta = 0$, $t = R$. La population totale vaut $\exp(-\lambda_o R)$;

ii) dans les expériences de Saclay (faisceau pulsé de largeur T_p), on doit intégrer les formules (A.2) sur le temps d'arrivée du μ dans le pulse. En supposant une forme de pulse rectangulaire, on obtient :

$$N_i(t) = \int_0^{T_p} \frac{n_i(t-t')}{T} dt'$$

avec : $t = 0$: fin du pulse

$n_i(t)$: population donnée par la formule (A.2) avec $\beta = 1$, $\alpha = \gamma = \delta = 0$.

Les populations initiales des états sont alors données par la formule (A.2) (avec $\beta = 1$, $\alpha = \gamma = \delta = 0$) en multipliant chaque exponentielle $\exp(-\lambda_i t)$ par un facteur :

$$g(\lambda_i, T_p) = \{1 - \exp(-\lambda_i T_p)\}/\lambda_i T_p \qquad (A.7)$$

La population totale vaut : $\exp(-\lambda_o t) \times g(\lambda_o, T_p)$.

La proportion initiale d'état PARA est donnée pour les deux cas par :

$$\alpha = 1 - \frac{\lambda_{PP}}{\lambda_{PP} - \lambda_{OP}} \left[\frac{f(\lambda_2) - f(\lambda_1)}{f(\lambda_3) - f(\lambda_1)}\right] \qquad (A.8)$$

avec : $f(\lambda) = e^{-\lambda R} \times g(\lambda, T_p)$ faisceau pulsé

$f(\lambda) = e^{-\lambda R}$ faisceau continu

Compte tenu de la valeur de λ_{PP} et des retards > 1 μs de toutes les expériences on a $f(\lambda_1) \cong 0$. On obtient ainsi :

Faisceau continu $$\alpha = 1 - \frac{\lambda_{PP}}{\lambda_{PP} - \lambda_{OP}} e^{-\lambda_{OP} R} \cong \lambda_{OP}\left(R - \frac{1}{\lambda_{PP}}\right)$$

Faisceau pulsé $$\alpha = 1 - \frac{\lambda_{PP}}{\lambda_{PP} - \lambda_{OP}} \times \frac{\lambda_O}{\lambda_O + \lambda_{OP}} e^{-\lambda_{OP} R} \cong \frac{\lambda_{OP}}{\lambda_O + \lambda_{OP}}$$

IV. CONCLUSION

Nous avons donné dans cette annexe le principe de calcul des distributions temporelles des neutrons et des électrons pour toutes les expériences décrites dans cette thèse. Le calcul analytique de toutes les quantités nécessaires ne pose aucun problème, il aboutit cependant, dans la majorité des cas, à des formules très longues. Par contre il est très simple, par ordinateur, de reproduire exactement les distributions temporelles à partir des formules (A.2) et (A.3), d'où l'on déduit, en utilisant les mêmes programmes que dans l'analyse des distributions expérimentales, les quantités désirées : taux de neutrons et vies moyennes.

Annexe II

EMPILEMENTS

I. DISTRIBUTION TEMPORELLE DES EMPILEMENTS

Les neutrons simulés par la superposition de deux photons ont une distribution temporelle donnée par :

$$dN_E/dt = (dn_\gamma/dt) \times \int_t^{t+\delta} dn_{\gamma 2}$$

- dn_γ/dt : distribution temporelle du premier photon (énergie E)
- l'intégrale donne la probabilité d'avoir un deuxième photon dans la porte retardée de PSD1 (largeur δ = 125 ns).

Les distributions temporelles de photons sont bien reproduites à ce niveau par la somme d'une composante due aux électrons de désintégration et d'une composante uniforme. La composante de bruit variant lentement (τ_B = 160 µs) peut être considérée comme uniforme dans l'intervalle de temps (7 µs) que nous analysons.

La distribution du premier photon est mesurée et paramétrisée par :

$$dn_\gamma/dt = N_\gamma \lambda_o e^{-\lambda_o t} + B \lambda_o .$$

Celle du second qui n'est pas détecté est proportionnelle à celle de la totalité ($\gamma e + \gamma\bar{e}$) des photons de plus haute énergie détectés et s'écrit donc :

$$dn_{\gamma 2}/dt = r(E) \times \left[N_\gamma^{TOT} \lambda_o e^{-\lambda_o t} + B^{TOT} \lambda_o \right] .$$

Cette hypothèse est parfaitement légitime pour la composante due à la désintégration : le spectre d'amplitude des photons ne varie pas quand on passe des μ^+ au μ^- : r(E) est donc identique pour les données π^+ et $\mu^- H_2$, et il est évidemment le même quand on compare $n\bar{e}$ et ne.

Pour la composante uniforme, l'hypothèse est plus discutable mais on verra que seule la composante en $\exp(-2\lambda_o t)$ introduit un effet significatif.

On obtient donc la distribution temporelle suivante :

$$dN_E/dt = r(E)\ \lambda_o\ \delta\left[N_\gamma\ N_\gamma^{TOT}\ \lambda_o\ e^{-2\lambda_o t} + (N_\gamma\ B^{TOT} + N_\gamma^{TOT}\ B)\lambda_o\ e^{-\lambda_o t} + B\ B^{TOT}\ \lambda_o\right] \quad (A.1)$$

Soit un nombre d'événements pour les composantes en $\exp(-2\lambda_o t)$ et $\exp(-\lambda_o t)$ valant respectivement :

$$N_E^1 = r(E)\ \frac{\lambda_o\ \delta}{2}\ N_\gamma\ N_\gamma^{TOT} = r(E)\ N_E^{cal} \quad (A.2a)$$

$$N_E^2 = r(E)\ \lambda_o\ \delta\left[N_\gamma\ B^{TOT} + N_\gamma^{TOT}\ B\right] . \quad (A.2b)$$

La vie moyenne obtenue après soustraction de la composante uniforme devient :

$$\tau_E = \frac{1}{N_E^1 + N_E^2}\left[N_E^1\ \frac{\tau_o}{2} + N_E^2\ \tau_o\right] . \quad (A.3)$$

II. RESULTATS CONCERNANT LES EMPILEMENTS ISOLES

Nous allons montrer que les événements isolés par PSD2 sont bien dus aux empilements.

Le tableau I donne, pour les différentes périodes expérimentales (Fév. et Mai 1980) et pour les deux données $\mu^- H_2$ et π^+, les vies moyennes τ_E^{exp} de ces événements. Les valeurs sont mesurées pour trois bandes d'énergie couvrant la gamme de détection. Elles sont comparées à celles prédites par la formule (A.3) soit τ_E^{cal}. On constate que :

- l'accord est relativement bon : de légères différences pourraient s'expliquer par l'hypothèse concernant la composante uniforme du deuxième photon ;

- les vies moyennes sont proches de $\tau_o/2 = 1{,}1\ \mu s$. Ce qui confirme que la composante principale est celle variant en $\exp(-2\lambda_o t)$.

La variation du nombre d'empilements est également bien reproduite. Pour cette comparaison le tableau I donne la valeur expérimentale N_E^{exp} de la composante en $\exp(-2\lambda_o t)$ qui peut être déduite de la formule (A.3) connaissant τ_E^{exp} et le nombre total d'événements. La valeur N_E^{cal} est alors calculée selon la formule (A.2a). Pour une bande en énergie donnée, le rapport r(E) ne varie pas. Ceci confirme l'origine de ces événements isolés.

Tableau I

EMPILEMENTS ISOLES (neutron PSDI, gamma PSD2)

Energie MeV $\bar{e}$		$n\bar{e}$ [0.3, 1.3]	ne	$n\bar{e}$ [1.3, 2.3]	ne	$n\bar{e}$ > 2.3	ne
$\mu^- H_2$ FEV 1980 N_p=4896 10^6 N_γ^{TOT}=.00633	N_E^1	6.0(.9)	17.1(1.2)	0.9(.6)	8.2(.8)	1.6(.4)	6.5(.8)
	N_E^{cal}	13.1	52.7	4.2	21.1	3.2	19.8
	r(E)	.46(.07)	.32(.02)	.21(.15)	.39(.04)	.50(.14)	.33(.04)
	τ_E^{exp}	1.34(.10)	1.27(.04)	1.84(.22)	1.25(.06)	1.24(.20)	1.43(.07)
	τ_E^{cal}	1.58	1.23	1.72	1.23	1.42	1.23
$\mu^- H_2$ MAI 1980 N_p=1003 10^6 N_γ^{TOT}=.00852	N_E^1	8.1(3.3)	21.0(3.7)	7.2(1.5)	10.3(2.2	2.1(1.2)	19.9(2.8)
	N_E^{cal}	28.3	66.6	8.2	32.2	9.5	61.7
	r(E)	.29(.12)	.32(.06)	.88(.18)	.32(.07)	.22(.12)	.32(.05)
	τ_E^{exp}	1.70(.12)	1.51(.09)	.96(.16)	1.35(.12)	1.38(.35)	1.29(.09
	τ_E^{cal}	1.48	1.21	1.65	1.21	1.36	1.21
π^+ FEV 1980 N_p=50.210^6 N_γ^{TOT}=.0257	N_E^1	104(34)	238(36)	32(18)	71(25)	23(15)	89(23)
	N_E^{cal}	507	675	159	256	115	230
	r(E)	.21(.07)	.35(.05)	.20(.11)	.28(.10)	.20(.13)	.39(.10)
	τ_E^{exp}	1.44(.19)	1.07(.10)	1.40(.31)	1.35(.22)	1.12(.17)	1.12(.17)
	τ_E^{cal}	1.18	1.12	1.18	1.12	1.15	1.12
π^+ MAI 1980 N_p=28.6 10^6 N_γ^{TOT}=.0273	N_E^1	152(37)	285(39)	15(21)	102(35)	44(19)	101(40)
	N_E^{cal}	355	788	108	302	124	449
	r(E)	.43(.10)	.36(.05)	.14(.19)	.34(.12)	.36(.16)	.22(.09)
	τ_E^{exp}	1.00(.16)	1.17(.13)	1.60(.61)	1.22(.22)	.97(.30)	1.36(.23)
	τ_E^{cal}	1.17	1.12	1.18	1.12	1.13	1.12

τ_E^{cal}, τ_E^{exp} vie moyenne calculée et mesurée en µs

N_E^{cal}, N_E^1 nombres d'empilements calculé et expérimental pour 10^8 portes (composante en $\exp(-2\lambda_o t)$)

$r(E) = N_E/N_E^{cal}$

III. EFFET DES EMPILEMENTS RESIDUELS SUR LA VIE MOYENNE DES NEUTRONS

Le nombre d'empilements résiduels dans la zone neutron est proportionnel (facteur $\beta(E)$) au nombre d'empilements isolés. Calculons leur effet sur la vie moyenne des neutrons.

Soit N_n le nombre de neutrons et τ_n leur vie moyenne.

Soit $N = N_n + N_E^R$ le nombre de la totalité des événements et τ leur vie moyenne qui est donnée par

$$\tau = (N_n \tau_n + N_E^R \tau_E)/N$$

avec τ_E donnée par la formule (A.3).

On en déduit :

$$\Delta\tau = (\tau_n - \tau) = \beta(E) \left[\frac{N_E^1}{N} (\tau_n - \tau_o/2) + \frac{N_E^2}{N} (\tau_n - \tau_o) \right].$$

On voit que l'effet de la composante en $\exp(-\lambda_o t)$ est nul pour des photoneutrons ($\tau_n = \tau_o$) et reste faible dans le cas des neutrons de capture ($\tau_n = 2{,}1\ \mu s \cong \tau_o$). Seule la composante en $\exp(-2\lambda_o t)$ donne un effet important qui vaut :

$$\Delta\tau = \frac{N_E^R}{N} (\tau_n - \tau_o/2) \quad \text{avec} \quad N_E^R = \beta(E)\ N_E^1 \qquad (A.4)$$

soit encore :

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta\tau = (\tau_n - \tau_o/2) \times \alpha \times \varepsilon(E) \\ \alpha = N_\gamma \times N_\gamma^{TOT}/N \\ \varepsilon(E) = \beta(E)\ r(E)\ \lambda_o\ \delta/2. \end{array} \right. \qquad (A.5)$$

On a reporté toute la variation en fonction du type de données sur α ; $\varepsilon(E)$ n'en dépend pas.

A partir des données π^+ ($n\bar{e}$ et ne) et $\mu^- H_2$ (ne) où les neutrons ont une vie moyenne connue (ce sont des photoneutrons $\tau_n = \tau_o$) on calcule $\varepsilon(E)$. Les résultats sont portés sur la figure 1 et le tableau II, dans le cas où la zone neutron est définie par PSD1 et PSD2 : on analyse alors uniquement les événements NPF. La figure 2 et le tableau III présentent les résultats dans le cas où la zone neutron est définie uniquement par PSD1 : on utilise alors la totalité (NPF + PF) des événements.

Dans chaque tableau on trouvera les valeurs de N, τ, α qui permettent de calculer $\varepsilon(E)$. Deux corrections ont été apportées aux résultats bruts.

- Soustraction des neutrons faisceau : la seule composante neutron est alors les photoneutrons.

- Correction due aux distorsions électroniques dans la mesure de la vie moyenne (chapitre VIII).

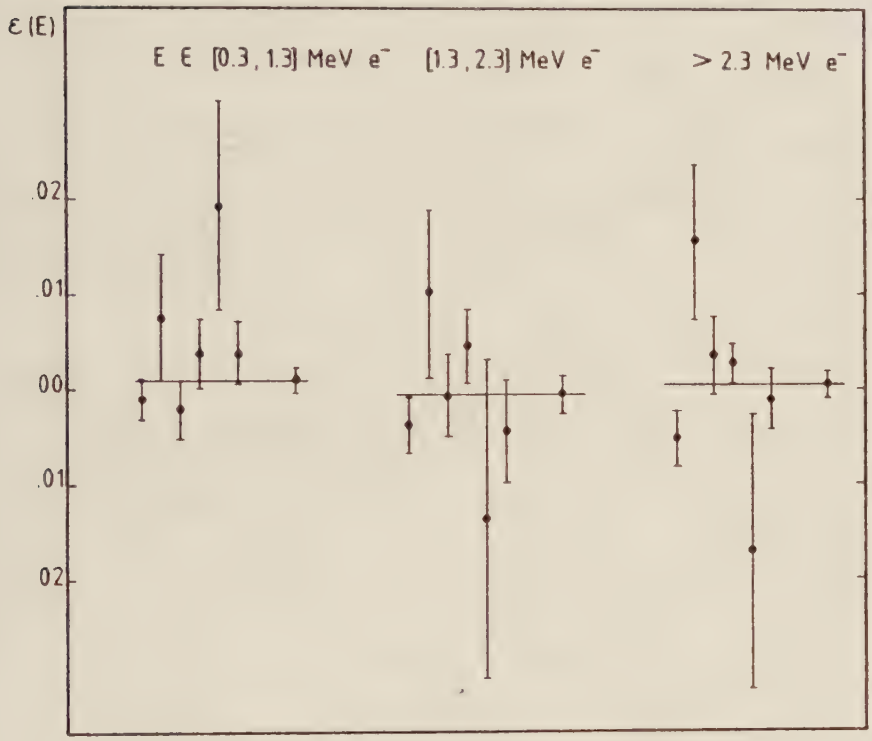


Figure 1 : $\varepsilon(E)$

Proportion d'empilements simulant un neutron (PSD1 et PSD2)

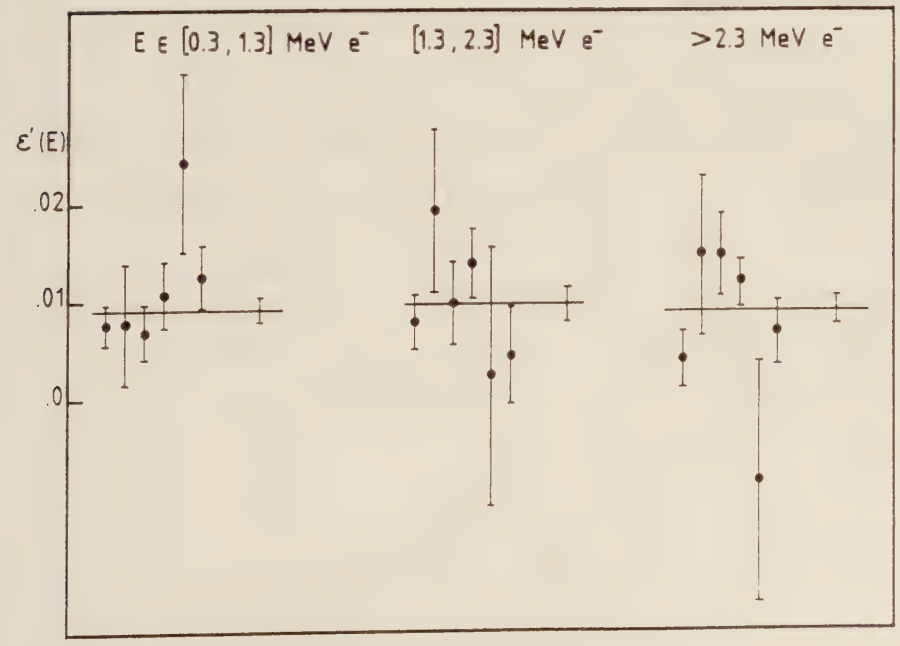


Figure 2 : $\varepsilon'(E)$

Proportion d'empilements simulant un neutron (PSD1 seul)

Tableau II

EMPILEMENTS RESIDUELS EN UTILISANT PSD2

Energie MeV e^-		[0.3, 1.3]		[1.3, 2.3]		> 2.3	
		$\overline{ne}$	ne	$\overline{ne}$	ne	$\overline{ne}$	ne
$\mu^- H_2$	N	22251	8951	5957	2581	1508	2289
FEV 1980	τ	2124(21)	2200(31)	2060(38)	2259(61)	2152(85)	2306(66)
	α	.97	9.7	1.16	13.5	3.4	14.3
	$\varepsilon(E) \times 10^4$		- 10(22)		- 37(30)		- 52(29)
$\mu^- H_2$	N	6201	1725	1688	463	723	554
MAI 1980	τ	2077(38)	2104(66)	2130(72)	2030(122)	2052(110)	2040(113)
	α	1.55	13.2	1.65	23.4	4.4	37.6
	$\varepsilon(E) \times 10^4$		39(36)		46(39)		28(22)
π^+	N	799	309	151	101	66	78
FEV 1980	τ	2095(102)	2264(166)	1953(208)	2215(285)	1633(260)	1936(268)
	α	10.8	37.0	18.1	43.3	28.7	49.9
	$\varepsilon(E) \times 10^4$	75(66)	- 21(30)	103(88)	- 7(45)	157(42)	36(42)
π^+	N	361	181	71	50	63	53
MAI 1980	τ	1951(137)	1951(176)	2549(456)	2570(538)	2775(554)	2301(422)
	α	9.5	42.2	14.9	56.0	18.6	81.7
	$\varepsilon(E) \times 10^4$	195(110)	38(33)	- 135(167)	- 44(54)	-171(144)	- 10(34)

N Nombre total d'événements dans la porte d'analyse largeur 7 µs retard = 1 µs par rapport au début de la porte neutron.

τ Vie moyenne de ces événements.

Tableau III

EMPILEMENTS RESIDUELS SANS UTILISER PSD2

Energie MeV e^-		[0.3, 1.3]		[1.3, 2.3]		> 2.3	
		$\overline{ne}$	ne	$\overline{ne}$	ne	$\overline{ne}$	ne
$\mu^- H_2$	N	28093	12302	7518	3779	2000	3369
FEV 1980	τ	2110(22)	2094(25)	2056(38)	2068(44)	2140(84)	2127(48)
N_p=6055 10^6	α	0.93	8.6	1.14	11.2	3.17	11.7
	$\varepsilon'(E)$ $\times 10^4$		77(21)		79(28)		38(29)
$\mu^- H_2$	N	8646	2916	2373	816	1028	1089
MAI 1980	τ	2024(36)	2028(49)	2014(65)	1870(81)	1974(99)	1780(66)
N_p=1348 10^6	α	1.53	10.7	1.62	18.3	4.4	26.3
	$\varepsilon'(E)$ $\times 10^4$		108(34)		139(36)		118(24)
π^+	N	1287	583	247	198	121	164
FEV 1980	τ	2093(78)	1944(99)	1822(146)	1810(151)	1786(206)	1614(147)
N_p=68.2 10^6	α	9.0	26.7	14.5	29.3	21.3	31.4
	$\varepsilon'(E)$ $\times 10^4$	79(62)	69(29)	193(84)	99(43)	146(82)	147(43)
π^+	N	570	408	106	127	104	146
MAI 1980	τ	1900(103)	1732(100)	2144(276)	1988(226)	2378(341)	1804(178)
N_p=42.3 10^6	α	8.9	27.7	14.5	3.40	16.7	43.8
	$\varepsilon'(E)$ $\times 10^4$	244(92)	126(32)	23(132)	44(50)	- 87(123)	68(34)

BIBLIOGRAPHIE

|1| H. PRIMAKOFF, Rev. Mod. Phys. 31(1959) 802.

|2| F. ZAVATTINI, Muon Physics II, Ed. V.W. Hughes et C.S. Wu, Academic Press (1975).

|3| S.S. GERSHTEIN et L.I. PONOMAREV, Muon Physics III, Academic Press (1975).

|4| S. WEINBERG, Phys. Rev. Lett. 11 (1960) 575.

|5| G. BARDIN et al., Nucl. Phys. A352 (1981) 365.

|6| G. BARDIN et al., Phys. Lett. 104B (1981) 320.

|7| D.D. BAKALOV et al., Nucl. Phys. A384 (1982) 302.

|8| S.I. VINITSKII et al., JETP 52(3) (1980) 353.

|9| L. BRACCI et G. FIORENTINI, Phys. Rep. 86 (1982) n° 4.

|10| R.P. FEYNMAN et M. GELL MANN, Phys. Rev. 109 (1958) 193.

|11| A. SANTISTEBAN et P. PASCUAL, Nucl. Phys. A260 (1976) 32.

|12| E. COMMINS, Weak interactions, Ed. McGraw-Hill.
S.L. ALDER et R.F. DASHEN, Current Algebras, Ed. W.A. Benjamin, Inc., (1968).

|13| J. MARTINO, Thèse d'Etat, Orsay (1982) n° 2567.

|14| G.G. SIMON et al., Nucl. Phys. A333 (1980) 381.

|15| V.E. KROHN et al., Phys. Rev. D8 (1973) 1305.
L. KOESTER et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 1021.

|16| G.G. SIMON et al., Z. Naturforsh. 35A (1979) 1.

|17| Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 52 (1980).

|18| N. ARMENISE et al., Nucl. Phys. B152 (1979) 365.

|19| H. PRIMAKOFF, Muon Physics II, Academic Press (1975).

|20| D.V. BUGG et al., Phys. Lett. B44 (1973) 248.
M. Mc GREGOR et al., Phys. Rev. 182 (1969) 1714.

|21| M. GELL-MANN et M. LEVY, Nuovo Cimento 16 (1960) 705.
H. PAGELS, Phys. Report 16 (1975) 219.

|22| K. HOLINDE, Phys. Report 68 (1981) n° 3.

|23| S. WEINBERG, Phys. Rev. 112 (1958) 1375.

|24| L. Ph. ROESCH et al., Phys. Rev. Lett. 46 (1981) 1507.

|25| M.R. GOLDMAN, Nucl. Phys. B49 (1972) 621.

|26| E.R. SHROCK et L.L. YANG, Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1692.

|27| H. GROTCH et D.R. YENNIE, Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 350.

|28| M. BORN et J.R. OPPENHEIMER, Ann. Phys. 84 (1927) 457.

|29| L.I. PONOMAREV et S.I. VINITSKII, J. of Phys. B12 (1979) 567.
L.I. PONOMAREV et al., J. of Phys. B13 (1980) 847.
L.I. PONOMAREV et al., J. of Phys. B14 (1981) 591.

|30| V.M. BYSTRISKII et al., JETP 49 (1979) 232.
P. KAMMEL et al., Phys. Lett. 112B (1982) 319.

|31a| B.P. CARTER, Phys. Rev. 165 (1968) 139.
|31b| A. HALPERN, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 660.

|32| A. HALPERN, Phys. Rev. 174 (1968) 62.

|33| D.D. BAKALOV et al., JETP 52(5) (1980) 820.
D.D. BAKALOV et S.I. VINISTSKII, Sov. J. Nucl. Phys. 32(3) (1980) 372.

|34| W.R. WESSEL et P. PHILIPPSON, Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 23.
P.K. KABIR, Z. Phys. 191 (1966) 447.

|35| G. Ya. KORENMANN, Sov. J. Nucl. Phys. 32(4) 1980) 472.

|36| V.E. MARKUSHIN, JETP 53(1) (1981) 16.

|37| L.I. PONOMAREV et al., Sov. J. Nucl. Phys. 29(1) (1979) 67.
A.V. MATVEENKO et al., JETP 41(2) (1975) 212.
A.V. MATVEENKO et L.I. PONOMAREV, JETP 30(6) (1970) 1131.
A.V. MATVEENKO et L.I. PONOMAREV, JETP 31(5) (1970) 880.
A.V. MATVEENKO et L.I. PONOMAREV, JETP 32(5) (1971) 871.
S.S. GERSTHEIN, JETP 7 (1958) 318.
S.S. GERSTHEIN, JETP 7 (1958) 685.

|38| A. BERTIN et al., Phys. Lett. 78B (1978) 355.
A. ALBERIGI QUARANTA et al., Nuovo Cimento 47B (1967) 72.
V.P. DZHELEPOV et al., JETP 22 (1966) 275.

|39| L.I. PONOMAREV et M.P. FAIFMAN, JETP 44(5) (1976) 886.

|40| V.M. BYSTRISKII et al., JETP 43 (1976) 606.
Yu. G. BUDYASHOV et al., Preprint JINR (Dubna) P15.3964 (1968).
G. CONFORTO et al., Nuovo Cimento 33 (1964) 1001.
E.J. BLESER et al., Phys. Rev. Lett. 8 (1963) 128.
V.P. DZHELEPOV et al., JETP 15 (1962) 306.

|41| L.I. MEN'SHIKOV, Preprint JINR (Dubna) (1982).

|42| L. PAULING et E.B. WILSON, Introduction to Quantum Mechanics, N.Y. (1935) p. 349.

|43| L.D. LANDAU et E.M. LIFSHITS, Quantum Mechanics Nauka (1974).

|44| G. FIORENTINI et G. TORELLI, Nuovo Cimento A36 (1976) 317.
E. IACOPINI et al., Nuovo Cimento 67A (1982) 201.

|45| O.A. ZAIMIDOGORA et al., JETP 17 (1963) 1246.

|46| A. BERTIN et al., Lett. al Nuovo Cimento 4 (1972) 449.
E.J. BLESER et al., Phys. Rev. 132 (1963) 2679.
V.P. DZHELEPOV et al., JETP 15 (1962) 306.

|47| A.V. MATVEENKO et L.I. PONOMAREV, JETP 32 (1971) 871.
V.B. BELYAEV et al., JETP 10 (1960) 1171.
S. COHEN, D.L. JUDD et R.J. RIDDELL, Phys. Rev. 119 (1960) 397.

|48| E.J. BLESER, Muonic Molecules in liquid Hydrogen Columbia Univ. Thesis 1963.

|49| R. HILDEBRAND, Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 34.
J.H. DOEDE et R. HILDEBRAND, Proc. Int. Conf. High Energy Phys. CERN (1962) p. 418.

|50| E. BERTOLINI et al., Proc. Int. Conf. High Energy Phys. CERN (1962) p. 421.
S. FOCARDI et al. cités par : C. RUBBIA, Proc. Int. Conf. : Fundamental Aspects of weak interaction, Brookhaven (1963).

|51| E.J. BLESER et al., Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 288.

|52| J.E. ROTHBERG et al., Phys. Rev. 132 (1963) 2664.

|53| M. ECKAUSE, Nucl. Phys. 81 (1966) 575

|54| R.C. PEIERLS, Proc. Royal Soc. A149 (1935) 467.

|55| P.Y. BERTIN et al., Rapport interne DPhN/HE 71-3 (1971).

|56| J. MARTINO, Thèse 3ème Cycle, Orsay (1977) n° 2294.

|57| J.R. YOUNG, Rev. Scient. Instr. 31 (1963) 891.

|58| M. ADAM et al., Nucl. Instr. Methods 177 (1980) 305.

|59| M. ADAM et al., Compte Rendu d'activité 77/78 du DPhN Saclay, p. 245.

|60| M. DROGS, Nucl. Instr. Methods 105 (1972) 573.

|61| V.M. BYSTRISTKII et al., JETP 39 (1974) 19.

|62| A. ALBERIGI QUARANTA et al., Phys. Rev. 177 (1969) 2118.

RESUME

Cette thèse présente la première mesure du taux de transition λ_{op} entre les états ortho et para de la molécule pμp. Ce taux est déduit de la distribution temporelle des neutrons de 5.2 MeV dus à la capture $\mu p \rightarrow n\nu_\mu$. L'expérience nécessite principalement : 1) une cible d'hydrogène liquide d'une très grande pureté (niveau d'impuretés < 10^{-9}). 2) un haut pouvoir de rejection neutron-gamma (10^{-5}), obtenu par analyse de forme de l'impulsion des détecteurs neutron. pour éliminer les photons de freinage des électrons de désintégration $\mu \rightarrow e\nu\nu$. 3) la soustraction des neutrons de bruit de fond identifiés soit par leur dépendance en énergie ou temporelle, soit par des mesures spécifiques de la distribution temporelle des neutrons de capture, on obtient un taux de transition $\lambda_{op} = 4.6(1.4)10^4 s^{-1}$, compatible avec le seul calcul théorique effectué récemment par un groupe de Dubna. Cette valeur permet de corriger le taux de capture dans l'hydrogène liquide pour prendre en compte l'effet de la transition, négligée jusqu'alors. En combinant avec les mesures dans l'hydrogène gazeux et en admettant les hypothèses standard (V-A, CVC, universalité μ-e, absence de courants de seconde classe) on en déduit la constante de couplage pseudoscalaire : $g_p^\mu = -8.7$ (1.9), en accord avec la valeur prédite par PCAC.

MOTS CLE

Hydrogène muon neutron
taux de capture
transition
molécule para ortho
constante de couplage
pseudoscalaire
discrimination (neutron - gamma)
temps de vie moyenne
interactions faibles triplet singlet

J. DUCLOS